周期光学系统中的连续域束缚态

姚建铨*，李继涛，张雅婷，李杰，岳震，徐航，杨帆

（天津大学 激光与光电子研究所，天津 300072）

通信作者邮箱：*jqyao@tju.edu.cn

摘 要：周期光学系统，如光子晶体和光学超材料，可以在亚波长尺度局域高密度的电磁场能量，并获得极小的模式体积，在光操控领域具有巨大的应用潜力。近年来，周期光学系统中一种光与物质的强相互作用被发现，称之为连续域束缚态，它是一类频率位于辐射连续域内但被完全局域的特殊电磁本征态，具有诸多有趣的物理特性和丰富的应用场景。本文系统性综述了周期光学系统中连续域束缚态的分类及其理论体系，并总结了其基本物理特性和最新应用发展。周期光学系统中的连续域束缚态正在为集成光学、信息光学、生物光学、拓扑光学以及非线性光学等领域注入新的发展动力。

关键词：周期光学系统，连续域束缚态，理论体系，物理特性，应用发展

Bound states in continuum in periodic optical systems

YAO Jian-quan*, LI Ji-tao, ZHANG Ya-ting, LI Jie, YUE Zhen, XU Hang, YANG Fan

（*Institute of Laser & Opto-electronics, Tianjin University, Tianjin, 300072, China*）

Corresponding authors, E-mails: *jqyao@tju.edu.cn

Abstract: Periodic optical systems, such as photonic crystals and optical metamaterials, can localize high-density electromagnetic field energy at subwavelength scales and obtain extremely small mode volumes, so they have great application potential in the field of light manipulation. In recent years, a strong interaction between light and matter in periodic optical systems has been discovered, which is called bound states in continuum (BIC). Optics BICs are special electromagnetic eigenstates those frequencies lie in the radiation continuum but are completely localized, and have shown interesting physics and rich application scenarios. This paper systematically reviews the classification and theory of BICs in periodic optical systems, and summarizes their basic physical properties and the latest application development. BICs in periodic optical systems are injecting new impetus into the fields of integrated optics, information optics, bio-optics, topological optics, and nonlinear optics.

Key words: Periodic optical systems; Bound states in continuum; Theoretical system; Physical properties; Application development

1 引言

经典力学的观点认为电子若具有足够的动能便会从其原子系统中逃逸出去，所述能量位于系统的散射连续谱中。然而，事实上有些电子虽然具有足够的能量却仍然被束缚在系统中，并未从周围系统的引力范围中解放出来；这一看似矛盾但真实存在的现象可以在量子力学中得到解释，由物理学界的两位先贤冯诺依曼（John von Neumann）和尤金维格纳（Eugene Paul Wigner）于 1929 年阐明[1]，这些电子所处的状态被称为“连续域束缚态”或“连续体束缚态”（英文为 bound states in continuum，一般缩写为 BIC）。基于这一概念的类似现象相当普遍，在电磁波[2]、水波[3-5]、声波[6-8]和固体中的弹性波中都被发现[9, 10]。进入二十世纪，光学 BIC 现象在光波导、光纤、光子晶体和光学超材料等广泛的介质体系中进行了研究[11-32]。常规的观点认为，在辐射连续域中的电磁本征态是具有辐射的，能完全被介质捕获的束缚态应该位于辐射连续域以下；而 BIC 的出现打破了这种常规认知，在辐射连续域中，BIC 是一类并不具有辐射的电磁本征态，尽管其频率和动量可能与真空模式匹配，但它仍被完全束缚在共振系统中（详见第二节）。更通俗地讲，光学 BIC

即是共振系统中一些直觉上“本该”辐射但实际并不辐射的特殊电磁共振状态——这一描述并不严格准确，但有助于直观的理解光学 BIC 这一深晦的概念。

光子晶体和光学超材料是典型的周期光学系统，其在亚波长尺度与光发生相互作用，可以在极小空间内局域高密度的电磁能量，其中光学超材料还展现出强大的光场操控能力，可以对光的频率、相位、偏振、幅度、轨道角动量和自旋角动量等属性实施定制化操作[33-45]。周期光学系统中的 BIC 是一种光与物质的强相互作用，但严格来讲，光学 BIC 是一个理想的状态，因为不可能存在无限大的周期系统，实际上，主要是运用其辐射泄露模式——准 BIC [46-53]。通过调整系统构型、尺寸、周期边界或激发波矢等参数，可使得 BIC 与远场弱耦合，从而小部分泄露到周围环境中，这种状态便称之为准 BIC。基于 BIC 的系统的辐射损耗可以通过调整组成谐振模式的干扰来精确控制，从而获得不同泄露程度的准 BIC[54-60]。虽然准 BIC 模式容易获取，但在光学上获取真实 BIC 相当艰难，因为 BIC 模式与自由空间辐射没有耦合，根本不被远场激发。直到最近，这一困境才被打破，Joel K. W. Yang 等提出一种在纳米空间精确表征真实光学 BIC 的技术与装置，该实验在扫描透射电子显微镜中结合了阴极发光和单色电子能量损失谱，用纳米尺寸的聚焦电子束激发近场中的光学模式，在这些辐射和非辐射激发中传递的能量用单色电子能量损失谱测量，而在远场中仅用阴极发光测量辐射损耗，通过对单色电子能量损失谱和阴极发光谱的比较，区分了真实 BIC 和准 BIC 光学模式[61]。需要强调的是，通过引入宇称-时间（parity-time）对称性扰动，远场也可能激发真实 BIC，其中可能蕴藏更丰富的物理内涵，这一现象近期在光子晶体光纤中被发现[62]，但这种现象并未被普遍证实，因此本文只考虑常规意义上的远场不可激发的 BIC。

周期光学系统中 BIC 的应用涵盖集成光学、信息光学、生物光学、拓扑光学以及非线性光学等多个领域，主要依赖于两个基础物理特性：可调谐的高品质（Q）因子和其特殊的动量空间偏振分布[63-69]，具体内容将在第三节阐述，如图 1。高 Q 因子且器件小型化是对准 BIC 基本特性的追求之一，这有利于在极小空间范围内获得高强度的光与物质相互作用，以满足更多应用；最近的进展表明，支持准 BIC 的周期系统面积可以小到 $4\lambda^2$（λ为工作波长）[70]。基于高 Q 因子属性，BIC 可以用于窄带滤波[71]、高灵敏度传感[72]、分子光谱编码成像和图像边缘检测等领域[73, 74]，也可用于非线性光倍频[75]、微激光[76]、微纳天线等领域[77]。此外，基于 BIC 在动量空间中特殊的偏振分布，使得它可用于动量空间中的涡旋光产生[78, 79]；进一步，结合高 Q 因子属性和动量空间中的偏振属性，BIC 也可能产生更多有趣的应用，例如，窄带不对称传输[80]。我们将在第四节来具体阐述光学 BIC 的这些应用与原理。

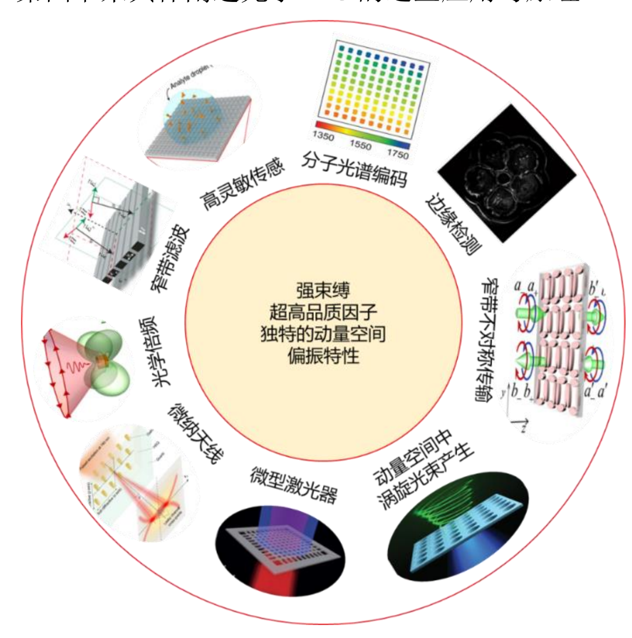


图 1　周期光学系统中 BIC 的基础物理特性及其应用

Fig. 1　Fundamental Physical Properties and Applications of BICs in Periodic Optical Systems

2 BIC 的理论体系

2.1 BIC 的概念与分类

考虑真空中的一个周期平板介质，如图 2a，辐射电磁波的波矢 **k** 可被分解成垂直分量 $k_{\perp}$和水平分量 $k_{//}$，从几何关系可知，任意辐射电磁波的频率 $\omega=c|\mathbf{k}|$总是大于 $c|k_{//}|$的。此外，对于任一给定的水平波矢分量 $k_{//}$，垂直分量 $k_{\perp}$可以是任意取值，因此辐射电磁波的频率是连续的。在频率-波矢（ω-$k_{//}$）谱中，辐射电磁波的频率占据了$\omega>c|k_{//}|$的区域（也称为光锥），即辐射连续域。在辐射连续域以下是常规束缚态占据的区域，麦克斯韦方程的本征解决定了介质中束缚态的电磁波频率是离散的。传统观点认为，在辐射连续域内，共振模都是具有辐射泄露的，但 BIC 背离了这一原则；BIC 是一些频率位于辐射连续域内但又被完全束缚、无任何能量泄露的特殊共振模[81]。

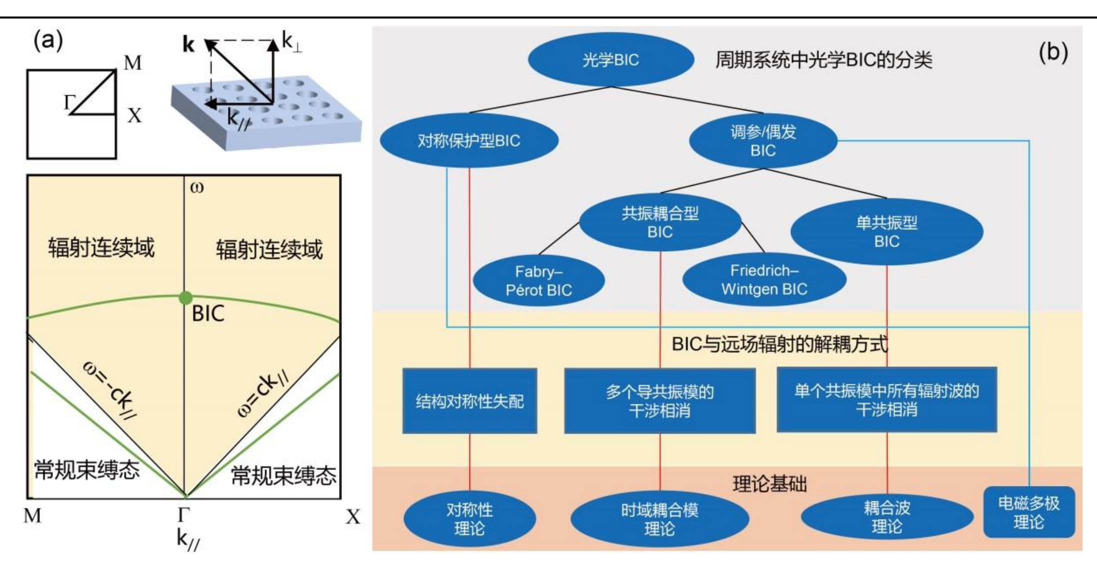


图 2　BIC 的概念与分类。(a)周期光学系统的带结构中辐射共振模、BIC 与普通束缚态的带位置示意图，此处以对称保护型 BIC 为例，它位于波矢空间的高对称点（Γ点）；(b)周期系统中光学 BIC 分类、与远场去偶方式及其基础理论图表

Fig. 2. The concept and classification of BICs. (a) Schematic diagram for the positions of radiation resonance modes, BICs and ordinary bound states in the band structure of periodic optical systems Here, the symmetry-protected BIC is taken as an example, which is located at the high symmetry point (Γ point) of the wave vector space; (b) the diagram for the classification, far-field decoupling approaches and fundamentals of optics BICs in periodic systems

BIC 虽然位于辐射连续域内，但与远场辐射连续域完全解耦，从解耦方式上看主要有两种类型。如图 2b，第一种 BIC 由结构对称性失配造成：具有 C_2 对称的微结构可约束辐射连续域中电磁场具有偶对称的共振模，这类共振模与奇对称的辐射模完全正交，从而与远场辐射去耦，即形成 BIC，这类 BIC 称为对称保护型 BIC；一旦结构的 C_2 对称性破坏，BIC 将与不同对称性的辐射模耦合，产生辐射泄露从而形成准 BIC。第二种 BIC 来源于干涉相消：结构中不同电磁模式的干涉相消，或者同一种电磁模式的不同波的干涉相消，间接地实现与远场辐射的解耦，前者可分为 Fabry–Pérot 型 BIC 和 Friedrich–Wintgen 型 BIC，后者一般为单共振型 BIC；调节结构参数可以调节辐射相消的程度，当辐射不能完全相消时，即形成辐射泄露的准 BIC；这些 BIC 与准 BIC 通过调节结构参数来实现，并且很难准确预测 BIC 出现的参数条件，因此也被称为调参 BIC 或偶发 BIC。

对于不同类型的 BIC，其理论解释也不一样，主流的有对称性理论、时域耦合模理论以及耦合波理论，它们分别适用于解释不同 BIC 的来源，其中时域耦合模理论还适合分析所有类型 BIC 的散射问题。此外，还诞生了电磁多极理论，它研究多极子辐射从而识别对称保护型 BIC 和偶发 BIC，但也缺乏对偶发 BIC 更进一步的分析能力，例如甄别偶发 BIC 的具体类型。总之，目前还没有一个理论可以对所有类型 BIC 的来源进行统一描述，针对不同类型的 BIC 需要单独分析。

2.2 对称保护型 BIC

当物理结构具有π旋转对称性（C_2 对称）时**错误!未找到引用源。**，由于对称性保护，可以发现某些具有特定对称类型的束缚模与其他对称类型的连续模之间的耦合被完全禁止。如图 3a，最常见的结构是在正方格子中刻蚀圆孔，并以此为元胞在二维方向上周期性排列成光子晶体平板[81]。在二维周期结构中，电磁模式可以由平行于平板的波矢量 $k_{//}=(k_x, k_y)$来表示。对称性保护的体现在于：当围绕 z 轴（光子晶体平板的法向）以π角度旋转结构时，有一类电磁模式的平行波矢总是不变的，为确保这一特点，这类电磁模式的平行波矢通常位于波矢空间中的Γ点，此时这些模式的波矢没有水平分量，即 $k_{//}=(0, 0)$；在Γ点，偶对称的电磁模式与奇对称的电磁模式完全解耦，由于结构具有 C_2 对称性，偶对称的电磁模式将被完全约束在结构中，形成对称保护型 BIC，而奇对称的电磁模式将脱离结构辐射出去；当辐射频率低于衍射限时（衍射限定义为 $\omega=2\pi c/na$，这里 c 为真空中光速，n 为环境介质的折射率，a 表示周期常数），辐射方向仅有平板法向。离开Γ点后，电磁模式的水平波矢分量 k_x 和 k_y 中至少有一个量不再为零，π旋转操作不再确保水平波矢的不变性；由于失去对称保护性，BIC 将与辐射

模耦合形成泄露的准 BIC。

从对称保护 BIC 中获得准 BIC 的核心思想都是破坏结构的 C_2 对称性，这种破坏可以发生在波矢空间中（上述在波矢空间中操控电磁模式的水平波矢离开Γ点便属于此），也可以发生在实空间中。在实空间中破坏结构 C_2 对称性以获得准 BIC 的报道非常普遍，如图 3b，常见的结构有：开口大小或位置变化的分裂圆环或矩形环[82, 83]，一对长度不同的不对称矩形条[84, 85]，一对以八字形倾斜的椭圆条[86, 87]，添加或削减一小部分的不对称矩形或圆形块[88-90]，具有孔洞且孔洞位置偏离中心的圆盘[91]，以及中心位置偏移的不对称十字架等[92, 93]。结构微扰理论通常被用来描述对称保护型准 BIC 的辐射特性；在结构微扰理论中，任何对结构 C_2 对称性破坏的操作都被视为对原结构的微扰，这导致了 BIC 与辐射连续体的耦合；准 BIC 被看作是封闭共振腔与辐射连续体相互作用后的本征共振态，其辐射电场可表示为 $\mathbf{E}(r)=\mathbf{E}^{(0)}(r)+\varphi\mathbf{E}'(r)$，这里 $\mathbf{E}^{(0)}(r)$是考虑完美磁边界条件求解的麦克斯韦方程的结果，完美磁边界条件描述为 $\mathbf{s}\times\nabla\times\mathbf{E}^{(0)}$，$\mathbf{s}$ 表示边界法向矢量，$\varphi\mathbf{E}'(r)$描述了结构微扰作用[94]。

描述准 BIC 共振强度的一个重要物理量是品质因子 Q，定义为 $Q=\omega_0/2\gamma$，这里ω_0 是共振频率，γ 表示共振阻尼率。真实 BIC 没有共振阻尼，Q 无穷大，由于它不能与远场辐射耦合，因此也无法被远场平面波激发，无法在光谱上表现出来；但准 BIC 是一个与远场辐射相互作用的结果，因此可以在光谱上表现出来；准 BIC 具有共振阻尼，将在光谱上展现出非零的共振线宽。对称保护型准 BIC 的品质因子与结构 C_2 对称性的破坏程度密切相关；Yuri Kivshar 等人研究发现这种相关性可表示为 $Q=Q_0\,\alpha^{-2}$，这里 Q_0 是一个由结构决定的常数，α表示不对称系数，它是一个衡量结构 C_2 对称性破坏程度的参数（图 3c）[94]；容易发现，品质因子随着不对称程度的增强而减小，当不对称性增强到一定程度后，准 BIC 共振将退化成普通共振。

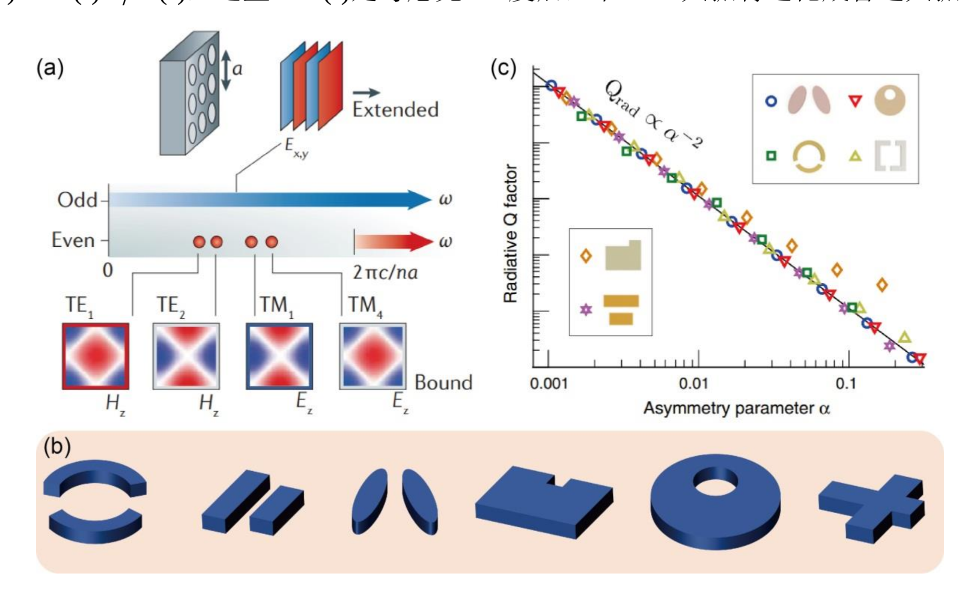


图 3 对称保护型 BIC。(a)圆孔光子晶体板约束频率低于衍射限下的偶对称电磁模，而辐射奇对称电磁模[81]；(b)常见的因 C_2 对称性破坏而支持准 BIC 的的结构；(c)品质因子随着结构不对称程度增强而降低，具有 $Q=Q_0\,\alpha^{-2}$ 的关系[94]

Fig. 3. Symmetry-protected BICs. (a) The circular-hole photonic crystal plate confines even-symmetric modes with frequencies below the diffraction limit, while odd-symmetric modes radiate out the circular-hole photonic crystal plate [81]; (b) the common structures that support quasi-BIC due to C_2 symmetry breaking; (c) the quality factor decreases with increasing structural asymmetry, showing the relationship $Q=Q_0\,\alpha^{-2}$ [94].

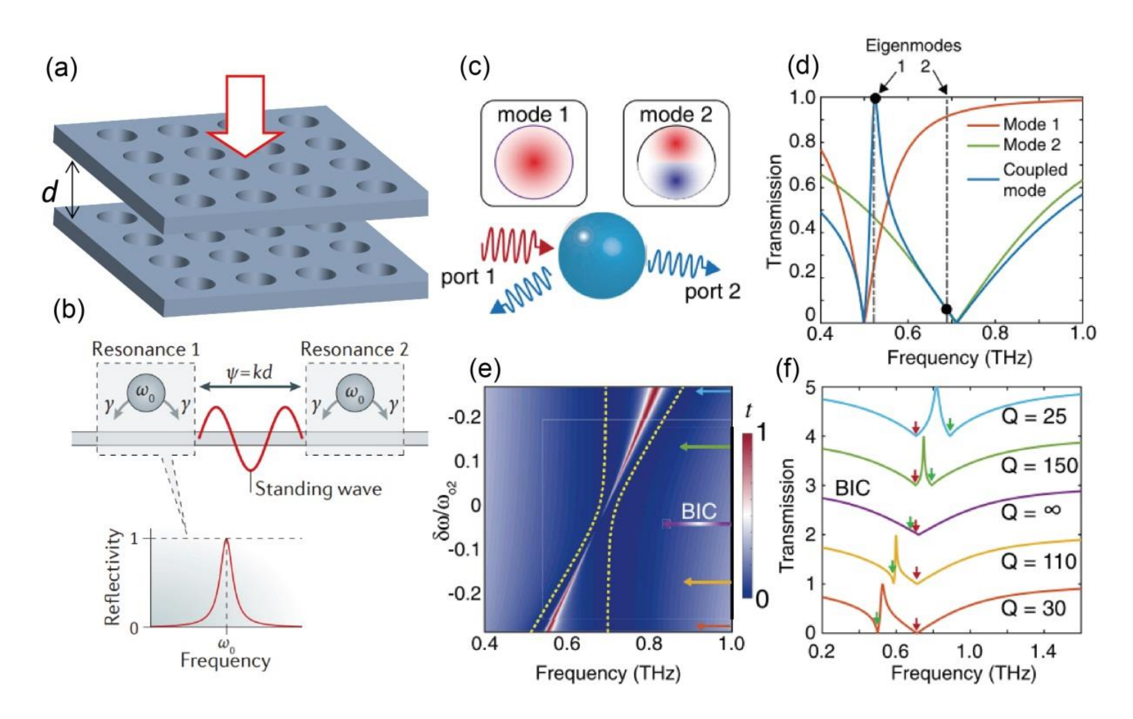


图 4　共振耦合型 BIC。(a)两个完全相同的高反射光子晶体板支持的，(b)其示意的共振机制：调节两个平板共振器距离 d 形成驻波[81]；(c-d)(c)单独一个周期结构器件中两个模式耦合示意图，(d)两个模式耦合成一个高 Q 模的辐射谱；(e)调频率调谐谱，调节结构参数，两个本征频率移动并交叉，在交叉点附近，一个频率的共振阻尼将完全消失形成 Friedrich–Wintgen BIC，(f)在透射光谱上该点表现为平滑的谱线[96]

Fig. 4. Resonance-coupled BICs. (a) Fabry–Pérot BIC supported by two identical highly reflective photonic crystal plates, and its mechanism in (b): adjust the distance d of the two plate resonators to form a standing wave[81]; (c) schematic diagram of the coupling of two modes in a periodic structure device, (d) the radiation spectrum of the coupling of the two modes into a high-Q mode; (e) the frequency tuning spectrum, adjusting the structural parameters, the two eigenfrequencies move and cross, and the resonance damping of one frequency will disappear completely forming the Friedrich–Wintgen BIC near the crossover point, (f) the BIC point appears as a smooth line on the transmission spectrum.[96]

2.3 共振耦合型 BIC

周期几何结构导致光子带结构，这类似于固体中的周期电势产生电子带结构。周期平板支持频率位于自由空间中辐射模式的连续域内的导共振，这些共振通常具有有限的寿命，因为它们可以耦合到自由空间模式。虽然这些共振是辐射的，但不同共振模式耦合导致远场辐射相消也可以形成 BIC，超表面中共振耦合型 BIC 可分为 Fabry–Pérot BIC 和 Friedrich–Wintgen BIC。通过导共振效应构造具有单一辐射通道的高反射率二维周期结构，如光子晶体平板（图 4a-b），利用这样两个完全相同的结构组成一对镜面，当调节两个结构之间的谐振频率或间距 d，使往返电磁波的相移和为 2π的整数倍时，就会形成 BIC；这种结构相当于在两个谐振反射器之间形成法布里-珀罗（Fabry–Pérot）腔，腔体内往返电磁波的相移和为 2π的整数倍即是构成腔内驻波的条件，从而实现对电磁波的捕获，这类 BIC 因此被称为 Fabry–Pérot BIC [81, 95]；进一步，细微地调节两个结构的间距则可以实现从 BIC 到准 BIC 的精细操控。若将支持 Fabry–Pérot BIC 的两个二维周期结构之间的距离调节到零，即相当于变成一个二维周期结构，在同一位置的两个共振的辐射也可能通过干涉相消形成 BIC，这类 BIC 被称为 Friedrich–Wintgen BIC [96]，如图 4c-f。

时域耦合模理论（Temporal coupled-mode theory）是一个解释共振耦合型 BIC 现象的有效工具。在时域耦合模理论中，决定 Fabry–Pérot BIC 频率与阻尼率的关键数学量是一个 Hamiltonian 矩阵（其详细推演见 2.4 章节），表示为：

$$\mathbf{H}=\begin{pmatrix}\omega & k\\ k & \omega\end{pmatrix}-i\begin{pmatrix}\gamma & \gamma e^{i\varphi}\\ \gamma e^{i\varphi} & \gamma\end{pmatrix},\tag{1}$$

其中 κ 是两个频率为 ω 的共振之间的近场耦合作用，γ 是单个共振的阻尼率，φ 是波在两个谐振器间的传播相移。公式(1)的 H 矩阵有两个本征值：

$$\omega_{\pm}=\omega\pm k-i\gamma(1\pm e^{i\varphi}),\qquad(2)$$

当往返电磁波的相移和为2π的整数倍时，φ恰好是π的整数倍，上式两个本征值中的$\omega_-=\omega-k-i2\gamma$ 是一个复数，表示一个频率为$\omega-k$，阻尼率为 2γ 的本征模，另一个本征值则变成一个纯实数$\omega_+=\omega+k$，这表示一个无阻尼的（$\gamma=0$），频率为$\omega+k$ 的 BIC。若两个谐振器间的距离变为零（两个周期结构变成一个周期结构），将可能支持 Friedrich-Wintgen BIC。此时，公式(1)中$\varphi=0$，且两个相互耦合的共振不再是往返电磁波，因此不能确保具有相同的共振频率和阻尼率，这时 Hamiltonian 矩阵变为：

$$\mathbf{H}=\begin{pmatrix}\omega_1 & k\\ k & \omega_2\end{pmatrix}-i\begin{pmatrix}\gamma_1 & \sqrt{\gamma_1\gamma_2}\\ \sqrt{\gamma_1\gamma_2} & \gamma_2\end{pmatrix},\qquad(3)$$

公式(3)的 H 矩阵的频率本征值为：

$$\omega_{\pm}=\frac{(\omega_1+\omega_2)-i(\gamma_1+\gamma_2)\pm\sqrt{[(\omega_1-\omega_2)-i(\gamma_1-\gamma_2)]^2+4(k-i\sqrt{\gamma_1\gamma_2})^2}}{2},\qquad(4)$$

公式(4)所表示的本征频率具有获得纯实数的条件，写作：

$$k(\gamma_1-\gamma_2)=\sqrt{\gamma_1\gamma_2}(\omega_1-\omega_2),\qquad(5)$$

将公式(5)代入公式(4)可发现ω_-将变为纯实数，此时$\omega_-=(\omega_1+\omega_2)/2-(\gamma_1+\gamma_2)(\omega_1-\omega_2)/(\gamma_1-\gamma_2)$，这意味着获得一个无阻尼的（$\gamma=0$），频率为$\omega_-$的 BIC；特别地，当$k=0$ 或者 $\gamma_1=\gamma_2$，在$\omega_1=\omega_2$处将获得 BIC；该条件由 Friedrich 和 Wintgen 两位物理学家最先推导出[97]，因此这类 BIC 被称为 Friedrich–Wintgen BIC。在物理上，共振耦合型 BIC 并不依赖于结构的对称性，其获取方式通常是调节有限个结构参数，当连续调节结构参数至一特定值时，结构将支持 BIC，品质因子将变得无穷大，而在该结构参数的两端，品质因子递减，BIC 变为准 BIC。

2.4 单共振型 BIC

多个共振模的干涉相消可形成共振耦合型 BIC，单个共振模中多组波的干涉相消也可形成 BIC，这类 BIC 称为单共振型 BIC，它较为少见，但确实存在。如图 5a-b，2013 年，Chia Wei Hsu 等人在带有方形圆柱孔阵列的周期平板中发现了一种新型 BIC 的存在[98]；该结构具有时间反演对称性、C_2 对称性以及上下镜像对称性，除了在一条带上的Γ点获得零泄露的 BIC 外，在同一条带上偏离Γ点的某处，再次获得了共振寿命趋于无穷大的 BIC，在这个过程，品质因子呈现从极大到极小再到极大的变化趋势；由于这种 BIC 在离开Γ点后再次出现，不受结构对称兼容性限制，因此不属于对称保护型 BIC，此外，它在单一 TM 共振模中被发现，不依赖于多个共振模干涉相消，因此也不属于共振耦合型 BIC，这种新型的 BIC 随后被定义为单共振型 BIC。一个直观而简单的理论可用来理解单共振型 BIC：周期结构的本征电磁模式为布洛赫共振态，波函数可表达为平面波的傅里叶级数；在结构平板之外的近场区，这些波以指数衰减的倏逝波形式存在，随后在远场区以平面波形式传播；传播波的功率与$(|Cs|^2+|Cp|^2)\cos\theta$成正比，这里$\theta$意味着传播角度，Cs 和 Cp 分别表示平面波的 s 和 p 分量在 x-y 面内的平均幅度。当频率低于衍射限时，Cs 和 Cp 是零阶傅里叶幅度；一般情况下，Cs 和 Cp 为复数，傅里叶幅度有两个以上的自由度，因此仅调整波矢空间中 k_x 和 k_y 两个参数无法获得零输出的传播功率。然而，当结构具有时间反演对称性、C_2 对称性以及上下镜像对称性时，Cs 和 Cp 将为纯属实或纯虚数，傅里叶幅度的自由度降低为两个，此时仅调整 k_x 和 k_y 两个参数就可能使 Cs 和 Cp 均为零（图 5c），从而获得零输出的传播功率。

基于耦合波理论（coupled-wave theory）[99, 100]，单共振型 BIC 的物理机制被进一步解释。在耦合波理论中，单共振型 BIC 来源于所有通道（包括面内封闭通道和面外辐射通道）中所有波的耦合作用，且耦合到开放通道中的所有波干涉相消（图 5d）。在Γ点时，由于结构几何对称性，所有参数都对称，耦合到开放通道中的面内不同波间的权重和相位都达到干涉相消条件，从而实现零辐射；调节波矢参数至离开Γ点后，新的对称性可能被创建，耦合到开放通道中的面内不同波间的权重和相位可以再次满足干涉相消条件，导致在开放通道中总体辐射被抑制到接近零。当然，如果结构的某些对称性不被保证，傅里叶幅度的自由度可能增加，此时则需要引入更多的参数来调节；此外，调整波矢参数也并不是获得单共振型 BIC 的唯一方法，例如，在一个基于开口介质矩形块的超表面中，通过调节开口位置，在某些 TM 模中也发现单共振型 BIC 的存在。

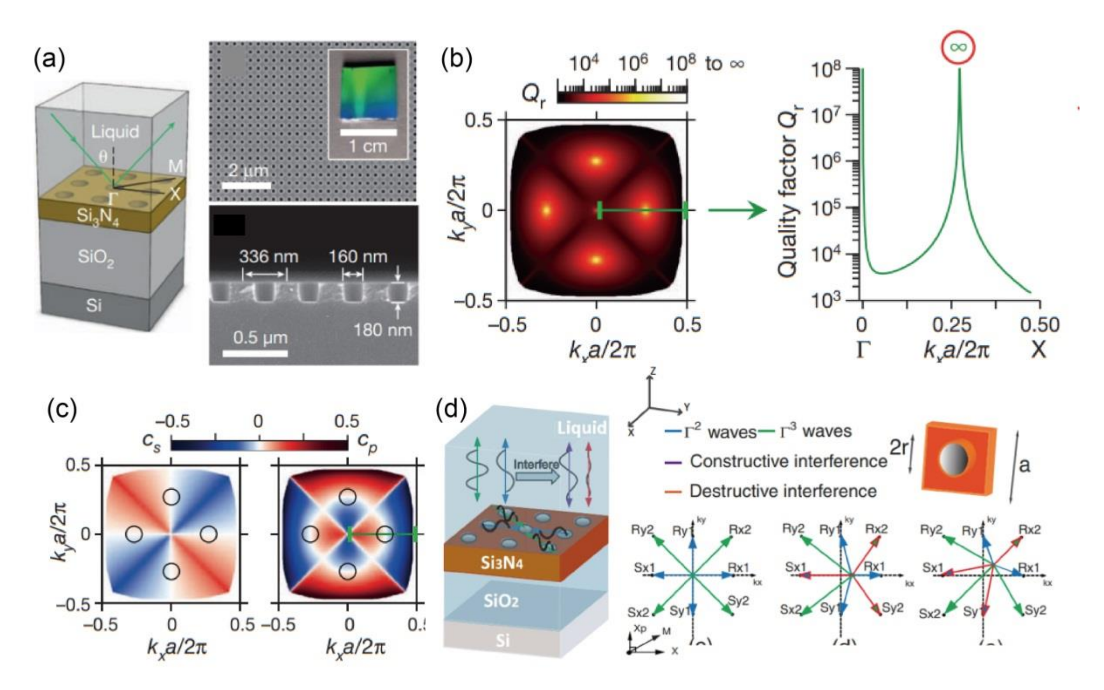


图 5　单共振型 BIC。(a)调节入射波矢可以再次进入 BIC，其 Q 因子变化如(b)，当结构具有时间反演对称性、C_2 对称性以及上下镜像对称性时，(c)调整 k_x 和 k_y 两个参数可能使 s、p 分量幅度（Cs、Cp）均为零，从而获得零输出的传播功率[98]；(d)耦合波理论对单共振型 BIC 来源解释的示意图，认为其来源于耦合到开放通道中的所有波干涉相消[100]

Fig. 5. Single-resonance BICs. (a) Adjust the incident wave vector to enter the BIC again, and its Q factor changes as shown in (b). When the structure has time-reversal symmetry, C_2 symmetry, and up-down mirror symmetry, (c) adjusting the two parameters of k_x and k_y is possible to make both the s and p component amplitudes (Cs, Cp) zero, so as to obtain the propagating power of zero output [98]; (d) the schematic diagram of the coupled-wave theory explaining the source of the single-resonance BIC, which is considered to be derived from the destructive interference of all waves coupled into the open channel [100]

2.5 时域耦合模理论

准 BIC 是 BIC 与远场辐射的弱耦合结果，时域耦合模理论已被广泛用于为弱耦合到输入和输出端口的光学谐振对象提供简单的解析描述[101-104]。该理论在弱耦合区工作良好；在实践中，当 Q>30 时，该理论推导出的解析结果几乎是精确的，这符合准 BIC 所考虑的情形，因此，时域耦合模理论成为解释 BIC 现象的一个基本数学理论之一[105]。该理论的强大之处表现在多个方面，例如，通过有限步骤的数学推导很成功的预测了共振耦合型 BIC 的存在，甚至预测了 BIC 独特的波矢空间偏振特性；更重要的是，该理论是一种用于描述共振结果的唯象理论，它完全可以不考虑共振的来源，无论 BIC 是什么类型，辐射都会随着准 BIC 的形成而发生，此时，一个基本元素是谐振器和端口之间的耦合，因此，该理论普遍适用于描述任意准 BIC 的散射特性。

时域耦合模理论的重要性不言而喻。接下来，我们演示它如何预测出共振耦合型 BIC 的存在，其中重要一个参量是表示共振频率与共振衰减率（阻尼率）的 Hamiltonian 矩阵。一个共振器的共振模是一个时空动态场，数学上能分离出 $e^{i\omega t}$ 独立项来表示时间特性；设该动态场幅度为 **a**，它的大小由储存模式中的能量来决定；首先假定该系统是无端口且能量守恒的封闭系统，对时间求导得到其共振幅度的动态关系，写作：

$$\frac{d\mathbf{a}}{dt} = i\mathbf{\Omega}\mathbf{a}\,, \tag{6}$$

这里 **Ω**是一个频率矩阵。时域耦合模理论预测 BIC 存在的一个重要前提是，系统中存在两种以上的共振，因此**Ω**至少是一个二阶矩阵，并可以表示为：

$$\mathbf{\Omega}=\begin{bmatrix} \omega_{01} & k \\ k & \omega_{02} \end{bmatrix}, \tag{7}$$

这里ω_{01} 和ω_{02} 表示两个模式的共振频率，k 代表模式间的耦合率，这种耦合属于近场耦合。将两个端口引入这样一个共振系统时候，来自端口的入射波 **I** 与共振器耦合，且共振器内部共振将向端口衰减，衰减率为**Γ**，此时系统的动态关系可表达为：

$$\frac{d\mathbf{a}}{dt}=[i\mathbf{\Omega}-\mathbf{\Gamma}]\mathbf{a}+\mathbf{D}^{\mathrm{T}}\mathbf{I}\,, \tag{8}$$

这里 **D** 代表共振耦合到端口的耦合系数矩阵，它与端口耦合到共振器的系数矩阵互为转置，**Γ**与**Ω**一样均为 2 阶矩阵，可以表示为：

$$\mathbf{\Gamma}=\begin{bmatrix}\gamma_1 & \gamma_{12}\\ \gamma_{21} & \gamma_2\end{bmatrix}, \tag{9}$$

这里如果不考虑系统的损耗，衰减率完全有辐射损失决定，则γ_1 和γ_2 分别代表两个模式的辐射损失；γ_{12}与γ_{21} 互为共轭数，表示两个模式的远场辐射耦合作用。此时，系统的 Hamiltonian 矩阵表示为：

$$\mathbf{H}=i\mathbf{\Omega}-\mathbf{\Gamma}=\begin{bmatrix}i\omega_{01}\text{-}\gamma_1 & ik\text{-}\gamma_{12}\\ ik\text{-}\gamma_{21} & i\omega_{02}\text{-}\gamma_2\end{bmatrix}, \tag{10}$$

求解 Hamiltonian 矩阵的本征值即可得到本征频率与衰减率。值得注意的是，由于对准 BIC 频率与衰减的描述为复数ω-$i\gamma$，其中心频率ω是实数，因此一般将公式(10)的频率项化为实数，取 Hamiltonian 为 $\mathbf{H}=\mathbf{\Omega}+i\mathbf{\Gamma}$；另一方面，由于对共振的时间特性在数学上也可描述为 $e^{-i\omega t}$，系统 Hamiltonian 矩阵将变为 $\mathbf{H}=\mathbf{\Omega}-i\mathbf{\Gamma}$，这恰好到对应到 2.2 章节中所提出的 Hamiltonian 矩阵形式，按照公式(1-5)，可进一步得到衰减率为零的 BIC 形成条件，这里不再赘述。无论 Hamiltonian 矩阵的形式如何，本征频率和衰减率的值并不会因其表达形式的改变而改变。

以上提到，时域耦合模理论是一种用于描述共振结果的唯象理论，该理论虽然不能解释除共振耦合型 BIC 之外的其他类型 BIC 的来源，但适用于描述任意准 BIC 的散射特性。设有一个任意类型的准 BIC 共振模，复频率为ω_0-$i\gamma$，公式(6-8)中的频率项**Ω**和衰减率项**Γ**都将是一个单独的值而不是矩阵，公式(8)重新写作：

$$\frac{d\mathbf{a}}{dt}=[i\omega_0-\gamma]\mathbf{a}+\mathbf{D}^{\mathrm{T}}\mathbf{I}\quad, \tag{11}$$

对于散射波 **O**，它来自于两个方面的贡献，一是输入波 **I** 与输出波直接耦合产生的背景散射，背散射矩阵表示为 **C**；二是 BIC 共振与端口耦合的输出波，它是共振耦合到端口的耦合系数与共振幅度的乘积，表示为 **Da**；因此，完整的散射波可表达为：

$$\mathbf{O}=\mathbf{CI}+\mathbf{Da}=\mathbf{SI}\,, \tag{11}$$

这里 **S** 表示考虑上述两方面贡献后的总散射矩阵。对于一个符合时间反演对称性的散射系统，背散射系数中的反射与透射系数具有$\pi/2$ 的相位差，反射系数表示为 r，透射系数则表示为 it，且系统无能量损耗时，有$|r|^2+|t|^2=1$。进一步，可以将共振器与端口合并为一个整体，当成一个新的封闭共振系统，由于能量守恒，这个新的封闭共振系统也具有幅度 **a**，则公式(11)可写作：

$$\frac{d\mathbf{a}}{dt}=[i\omega_0-\gamma]\mathbf{a}+\mathbf{D}^{\mathrm{T}}\mathbf{I}=i\omega\mathbf{a}\quad, \tag{12}$$

由此可以推导出 BIC 共振与端口耦合对输出波的贡献为：

$$\mathbf{Da}=\frac{\mathbf{D}\mathbf{D}^{\mathrm{T}}\mathbf{I}}{i(\omega-\omega_0)+\gamma}\quad, \tag{13}$$

因此，我们得到总散射矩阵为：

$$\mathbf{S}=\mathbf{C}+\frac{\mathbf{D}\mathbf{D}^{\mathrm{T}}}{i(\omega-\omega_0)+\gamma}\quad, \tag{14}$$

此外，由于整体的能量守恒，**D**、**C** 和**Γ**不是独立的，它们之间的约束关系为：

$$\mathbf{D}^{+}\mathbf{D}=2\mathbf{\Gamma}\,, \tag{15}$$

$$\mathbf{C}\mathbf{D}^{*}=-\mathbf{D}\,, \tag{16}$$

这里 $\mathbf{D}^*$和 $\mathbf{D}^+$分别为 **D** 的共轭和厄米共轭阵。考虑系统物理特征，并通过公式(15-16)的关系来确定矩阵 **D**，带入公式(14)之后则可给出总散射矩阵 **S** 的解析表达式。

2.6 电磁多极理论

理解 BIC 性质的理论仍在进一步发展，代表性的还有电磁多极理论[106]。在过去几年中，电磁多极理论作为处理系统基本共振的研究工具受到了纳米光子学领域的广泛关注。多极分解技术是电磁多极理论具体表现，该技术将任意场分布表示为一组多极子创建的场的叠加，在数学上是把任意场用级数展开，不同多极子的贡献体现在多极展开的数学结果之中。多极展开已被广泛用于确定单粒子及其团簇（包括等离子体和电介质）散射场的偏振和方向图，适用于各种领域，例如偏振控制、电介质纳米天线和光解复用。多极分解方法解释了许多新的光学现象，如 anapole 效应、光机械效应和克尔克效应[107-109]。

V. Savinov 等人总结了不同多极子的特征及其远场辐射的物理图像[110]，这使得我们更容易从电磁多极的角度理解 BIC 的形成。多极子主要分为三大系列，分别为电多极子、磁多极子和环形多极子，每一个系列又可分为偶极子、四极子和八极子，它们被直观的表示在图 6a。电偶极子和磁偶极子是我们熟知的，也是电磁领域最早提出的两类最基本的

多极子；电偶极子由一个正负电荷对组成，电荷沿着极距方向运动；磁偶极子是一个振荡的环形电流，磁距位于电流环中心，且垂直于电流环所在平面。环形偶极子的概念在 2010 才被确立[111]，它由振荡的角向电流产生，角向电流沿着圆柱环的子午线流动，直观上可以看成是无数磁偶极子首尾相连，环偶极距位于圆柱环中心，且垂直于圆柱环所在平面。一直以来研究者将环形偶极子称为独立于电偶极子和磁偶极子之外的第三个电磁场源，因为在做多极展开的时候，取近似的处理方法导致最后得到独立的这一项，但近期研究发现环形偶极子包含在电偶极子的表达式中，实际是电偶极子的高阶项[112, 113]。这三类偶极子是构成该系列下一级成员的基础，例如，四极子是由两对反向对齐的偶极子创建，八极子由反向对齐的四极子创建。所有多极子在其极距方向没有电磁辐射场，电磁场往极距以外的方向辐射。

明确不同多极子的辐射图像使得在直觉上理解 BIC 的形成变得容易。如图 6b，在亚波长结构阵列中，每个多极子都对远场有贡献，可能存在一个方向，其中没有任何多极子对远场有贡献，或者不同项的非零贡献最终可能为零。具体而言（图 6c），位于Γ点的对称保护 BIC 在沿 z 轴方向上没有远场辐射，每个元胞内的每一种多极子的场在 z 方向上都没有辐射，因此总辐射为零。非Γ点上，对于特定的方向 k，虽然每一个多极子都可能具有辐射，但所有多极子的辐射相加可能为零，此时形成干涉相消型 BIC（也叫调参 BIC 或偶发 BIC）。

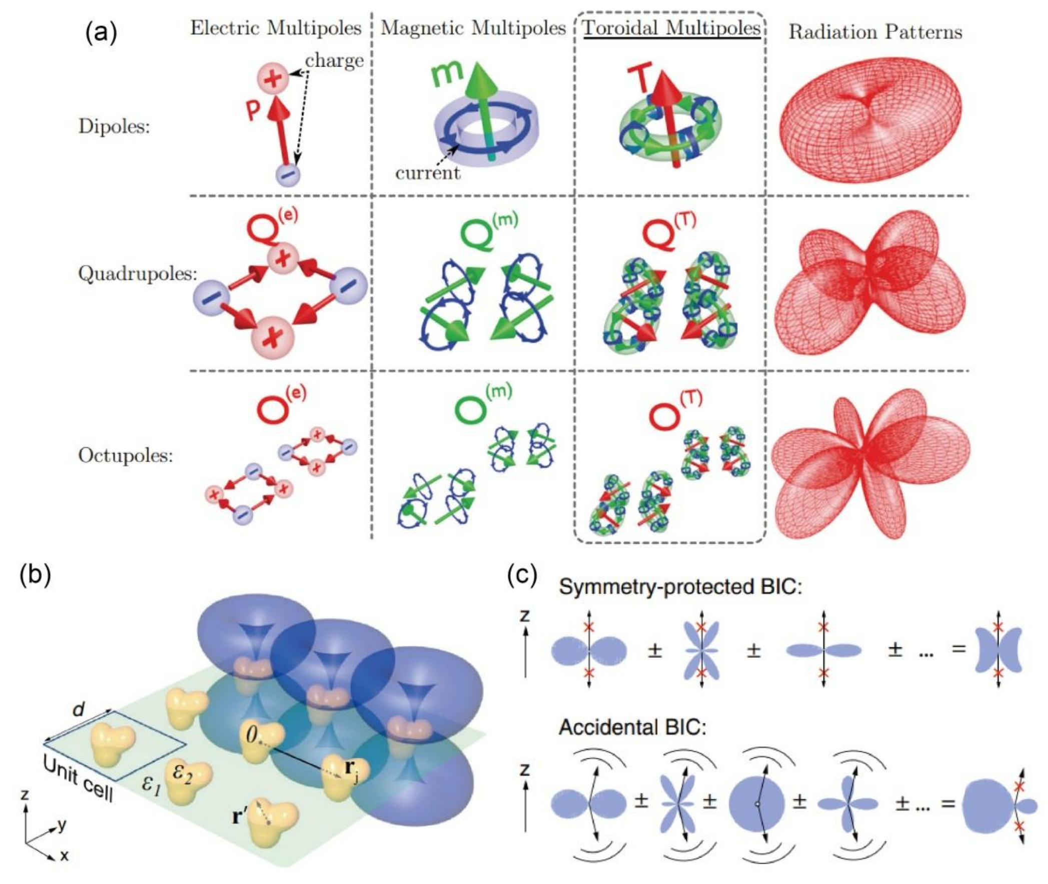


图 6　BIC 的电磁多极理论。(a)电磁多极子构造及其辐射图像[110]；(b)周期结构中多极子辐射示意图，以及(c)对称保护型 BIC 和偶发 BIC 的多极子作用机制[106]

Fig. 6. Electromagnetic multipole theory of BICs. (a) Electromagnetic multipole structure and its radiation image [110]; (b) schematic diagram of multipole radiation in periodic structure, and (c) multipole interaction mechanism of symmetry-protected BIC and accidental BIC [106]

3 BIC 应用所依赖的基础特性

动量空间中复杂偏振分布与高品质因子是 BIC 的两大基础物理特征，它们奠定了光学 BIC 的一系列应用。

3.1 动量空间中的辐射偏振特性

偏振是电磁波最基本的特性之一。偏振控制在

三维成像、光通信和量子光学等许多领域都非常重要。作为光偏振调制元件，传统的波片和偏振器显得笨重且功能单一，近年来，人们越来越关注使用紧凑的亚波长周期结构器件来调制光的偏振，它们更适用于片上器件。光子晶体板在偏振调制中的应用引起了人们的兴趣，具有制作简单、能带结构可设计以及动量空间中与 BIC 拓扑连接的复杂偏振特征[63]，这有利于偏振调制。对于二维光子晶体平板，存在一系列具有不同频率和波矢的布洛赫共振模式形成光子带。这些模式在任意频带上的辐射偏振态可以投影到结构平面并映射到布里渊区，这定义了动量空间中的偏振场。这些布洛赫模式大多是辐射模式，除非干涉相消或对称性失配使其成为非辐射模式，即 BIC。BIC 在该场中表现为漩涡奇点（V 点）[63]，偏振态无法确定，而布里渊区中围绕 BIC 的偏振态则是线性的，且表现出涡旋变化（图 7a），这种偏振特性可能在拓扑光子学中产生新的物理现象。

为了表征系统的偏振特性，可以将布洛赫模式的极化状态映射到庞加莱球面上，其坐标由斯托克斯参数 S_0、S_1、S_2 和 S_3 指定。庞加莱曲线的覆盖率表征了系统的偏振特性。基于 BIC 的光子晶体板仅支持偏振几乎为线性的共振态，从布里渊区投影到归一化庞加莱球上的相应偏振图是赤道附近的一条带加上一个奇点。BIC 光子晶体板的动量空间偏振态仅覆盖庞加莱球面上的一小部分区域，没有两极（圆极化状态）的覆盖，表明其在全斯托克斯偏振调制中的能力有限，这将限制光子晶体板的应用。复旦大学资剑教授团队通过打破光子晶体板面内 C_2 对称性（图 7b），消除了光子带上的涡旋偏振奇点（V 点）[114]。当奇点被破坏时，偏振态主轴的缠绕被保留，导致在Γ点附近产生成对的圆极化态（C 点）。利用围绕原始 BIC 位置的线偏振态线（L 线），C 点的生成甚至可以实现庞加莱球面上的全覆盖（图 7c），这种现象为调制偏振提供了一种新的自由度，C 点可以在光与物质相互作用中找到应用。

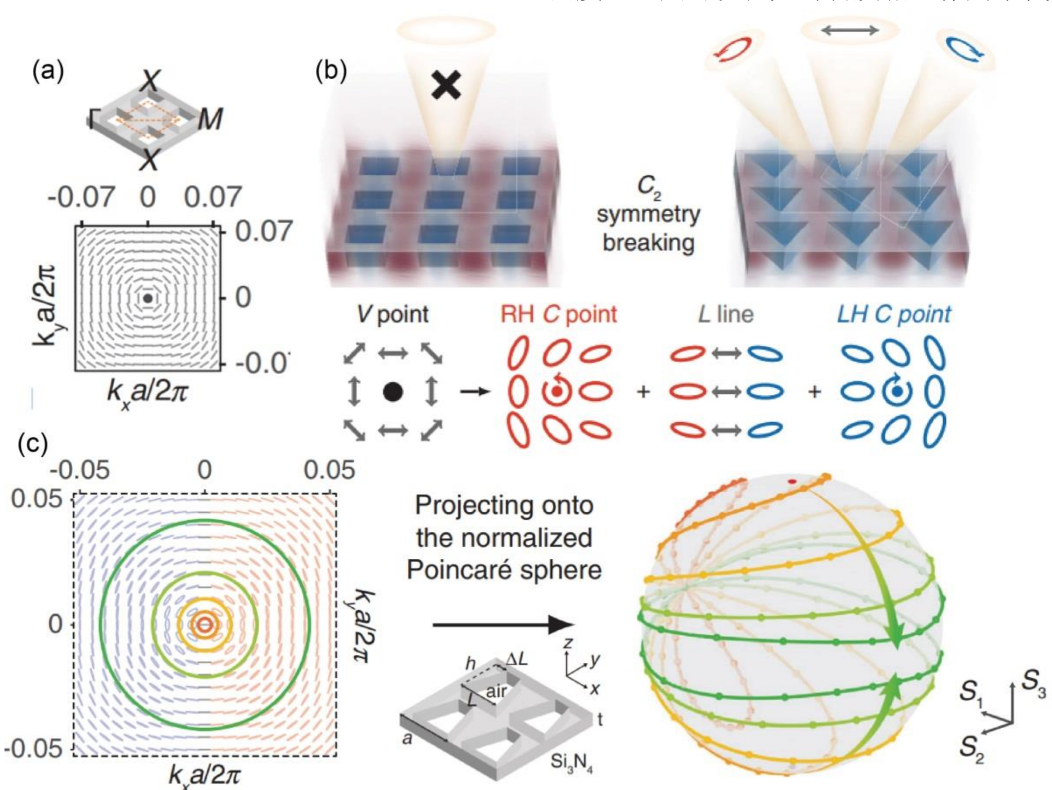


图 7　BIC 与准 BIC 在动量空间中的辐射偏振特性[114]。(a)以对称保护型 BIC 为例的动量空间中的辐射偏振态；(b)打破 C_2 对称性后，动量空间辐射偏振态变化示意图；(c)准 BIC 的动量空间辐射偏振态可覆盖整个庞加莱球面

Fig. 7. Radiation polarization characteristics of BICs and quasi-BICs in momentum space [114]. (a) The radiation polarization states in the momentum space with the symmetry-protected BIC as an example; (b) the schematic diagram for the change of the radiation polarization states in momentum space after breaking the C_2 symmetry; (c) radiation polarization states in momentum space of the quasi-BIC can cover the entire Poincaré sphere

3.2 高品质因子与动态 BIC

实验中，支持准 BIC 的周期结构的 Q 因子很容易达到 10^2-10^4 量级，但仍然还有进步空间。限制准 BIC 的 Q 因子的部分原因有材料吸收、有限的样品尺寸以及样品加工缺陷所引起的散射损耗，这是许多高 Q 值片上谐振器的常见问题。2019 年，北京大学彭超课题组通过将动量空间中多个 BIC 向一个 BIC 整合，极大提高了准 BIC 的 Q 因子[115]，他们考虑圆形孔洞方形格子的光子晶体板，在横电模中发现动量空间中九个 BIC，每个 BIC 在动量空间偏振场中表现为拓扑缺陷（漩涡），拓扑荷数为±1。在这九个漩涡中，一个由于对称性固定在布里渊区的中心，而其余八个漩涡的位置可以通过不同的系统参数来控制（图 8a）。当增加孔洞尺寸时，八个偏心 BIC 向中心移动，直到所有九个 BIC 合并为一个 BIC（图 8b）；进一步增加孔洞尺寸，这种 BIC 持续存在。BIC 的拓扑配置控制所有附近共振的辐射损耗，孤立 BIC 的 Q 因子随着动量空间中 k 的变化呈二次衰减（$Q \propto 1/k^2$），然而，在所有九个 BIC 合并的过程中，辐射损耗被抑制，这种比例变化为 $Q \propto 1/k^6$；合并 BIC 的 Q 值始终比 k 空间中所有方向上的孤立 BIC 的 Q 值高几个数量级（图 8c），实验中这种合并 BIC 的 Q 因子可达到 10^5 量级。2022 年，在 BIC 合并设计的基础上，一种通过进一步阻止横向泄露而提高 Q 因子的方法被提出，这种结构用光子带隙镜封装微型 BIC，使用横向异质结构，以防止横向泄漏，实验中的 Q 因子被提高到 10^6 量级[116]。

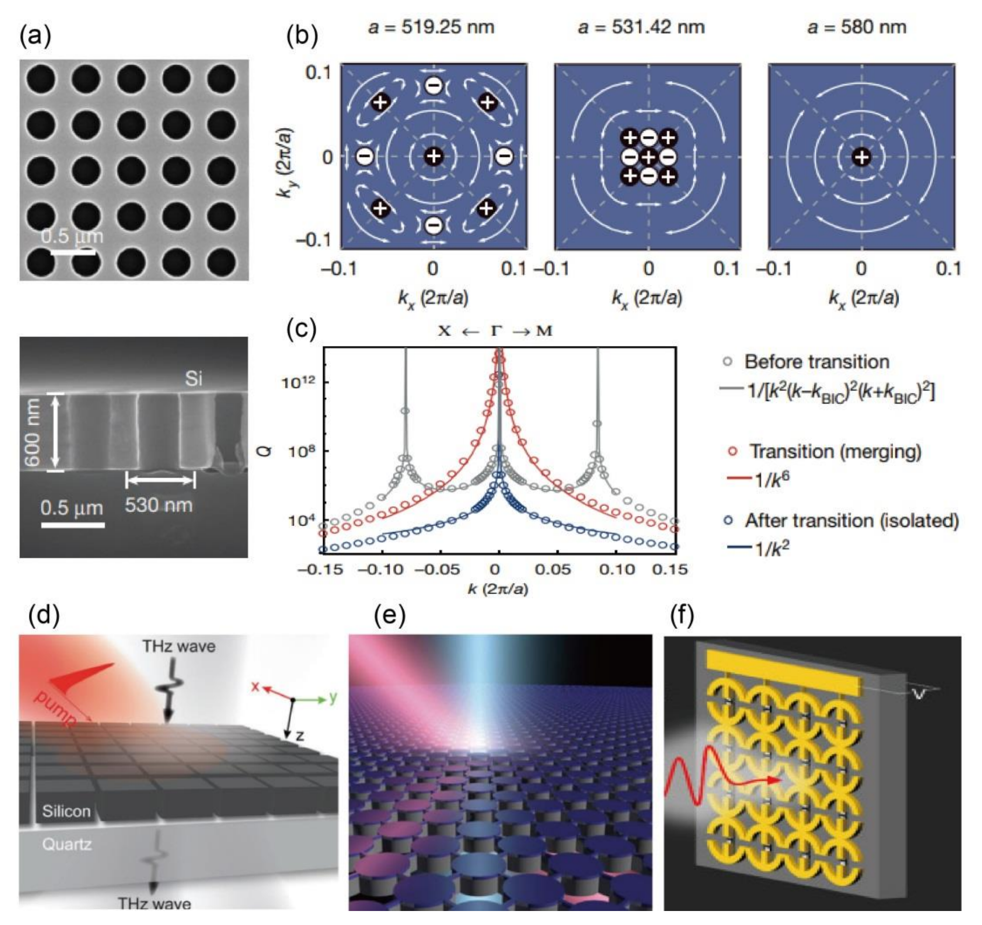


图 8　高品质因子准 BIC 与动态 BIC 构建。(a)支持九个 BIC 的光子晶体平板，(b)调节周期尺寸，九个 BIC 逐渐合并成一个 BIC；(c)合并前后准 BIC 的 Q 因子变化图，合并的准 BIC 的 Q 因子始终大于孤立准 BIC 的 Q 因子[115]；(d-e)基于光掺杂矩形硅和圆柱硅的动态 BIC 结构和功能示意图[117, 119]；(f)图形化石墨烯-金属超表面器件图，该器件通过调节石墨烯费米能级实现 BIC 与准 BIC 动态切换[120]

Fig. 8. Construction for quasi-BICs with high Q factor and dynamic BICs. (a) Photonic crystal slab supporting nine BICs, (b) adjusting the period size, the nine BICs are gradually merged into one BIC; (c) the Q factor change diagram of the quasi-BIC before and after the merger, where the Q factor of the merged quasi-BIC is always greater than that of isolated quasi-BIC [115]; (d–e) schematic diagrams for the structure and function of dynamic BICs based on photo-doped rectangular and cylindrical silicon [117, 119]; (f) an images of a patterned graphene-metal metasurface device by tuning the graphene Fermi-energy level realizes dynamic

switching between BIC and quasi-BIC [120]

BIC 是光与物质的一种强相互作用，除了固定的提高准 BIC 的 Q 因子，人们也希望可以掌握这种相互作用的程度。Song Han 等人基于全硅介质设计了支持准 BIC 的超表面，使用光子能量大于硅带隙的短脉冲光泵在材料中产生可调的自由载流子，光生载流子的复合动力学可以在超快时间尺度上定制，实现对准 BIC 品质因子的超快动态控制（图 8d）[117]。这种技术的基本机制是通过光掺杂或等效的复折射率来修改复本征频率，增加非辐射损耗率并降低 Q[118]。Kebin Fan 等人也使用此原理，基于一个支持高 Q 准 BIC 的全硅浮空圆柱周期薄板，通过光掺杂对硅载流子密度进行修改，从而实现对 Q 因子的控制，Q 因子动态变化超过两个数量级（图 8e）[119]。除了光掺杂调制技术外，电掺杂调制技术也被提出，通过将图形化的石墨烯引入支持 BIC 或准 BIC 的金属超表面中，石墨烯位于金属结构层下，衬底使用硅，在硅衬底和金属间施加电压，使硅中的载流子注入到金属结构与衬底之间的石墨烯中，实现石墨烯电导率在类半导体和类金属相之间动态切换（图 8f）[120]；当石墨烯费米能级较低时，石墨烯作用可以忽略，等于没有石墨烯，但当石墨烯费米能级升高时，石墨烯载流子数量增大到可以与金属类比，此时图形化的石墨烯就等同一个同样图案的金属；石墨烯费米能级从小到大调节时，等效于金属结构从缺损变换到完整，可以实现整个超表面在 BIC 与准 BIC 状态之间状态切换。

4 BIC 的应用及原理

4.1 窄带滤波与高灵敏度传感器应用

在一段光谱范围内存在一个尖锐的准 BIC 共振峰，这一直观特点很容易使人联想到空间光通讯中的滤波器应用。2014 年，J. M. Foley 等人报道了基于绝缘体上硅制成的悬浮硅光栅窄带透射滤波器，该平台在长波红外光谱下工作。该工作原理涉及将入射光耦合到频率重叠且具有不同耦合强度的两个光栅模式。强耦合模式产生宽谱反射共振，这提供了低的背景透射率，而作为弱耦合模式的对称保护型准 BIC 则在背景内产生窄透射峰，因此实现窄带透射滤波（图 9a）[71]。利用准 BIC 的高 Q 特性也容易实现高灵敏度传感，且检测极限低[121-123]；环境折射率变化使得准 BIC 的谐振峰位移，各种生物和化学分子，如蛋白质、细胞、甘油等都可以引起环境折射率变化，比如通过集成微流道实现实时、快速的液体折射率检测[72]，在生物化学领域检测细胞、蛋白质及葡萄糖浓度等（图 9b-c）[124, 125]。

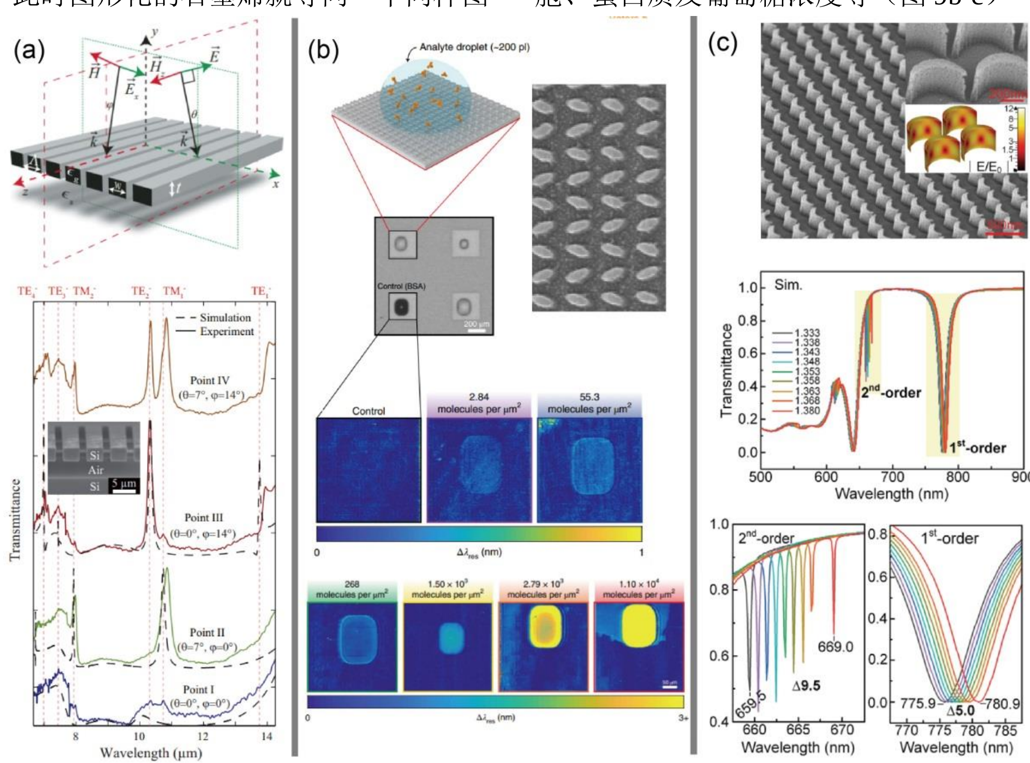


图 9　BIC 在窄带滤波与传感方面的应用。(a)支持准 BIC 的光子晶体光栅，准 BIC 在低透射率背景下出现窄透射峰，实现空间窄带滤波功能[71]；(b)基于八字椭圆条的准 BIC 高灵敏分子传感器[124]；(c)基于月牙形的准 BIC 高灵敏度折射率传感器[125]

Fig. 9. Applications of BICs in narrowband filtering and sensing. (a) Photonic crystal grating supporting quasi-BIC, quasi-BIC has

narrow transmission peaks in the low background transmittance, and realizes the function of spatial narrow-band filtering [71]; (b) high-sensitive molecular sensor based on a pair of inclined elliptical bars supporting quasi-BIC [124]; (c) high-sensitivity refractive index sensor based on crescent shape supporting quasi-BIC [125]

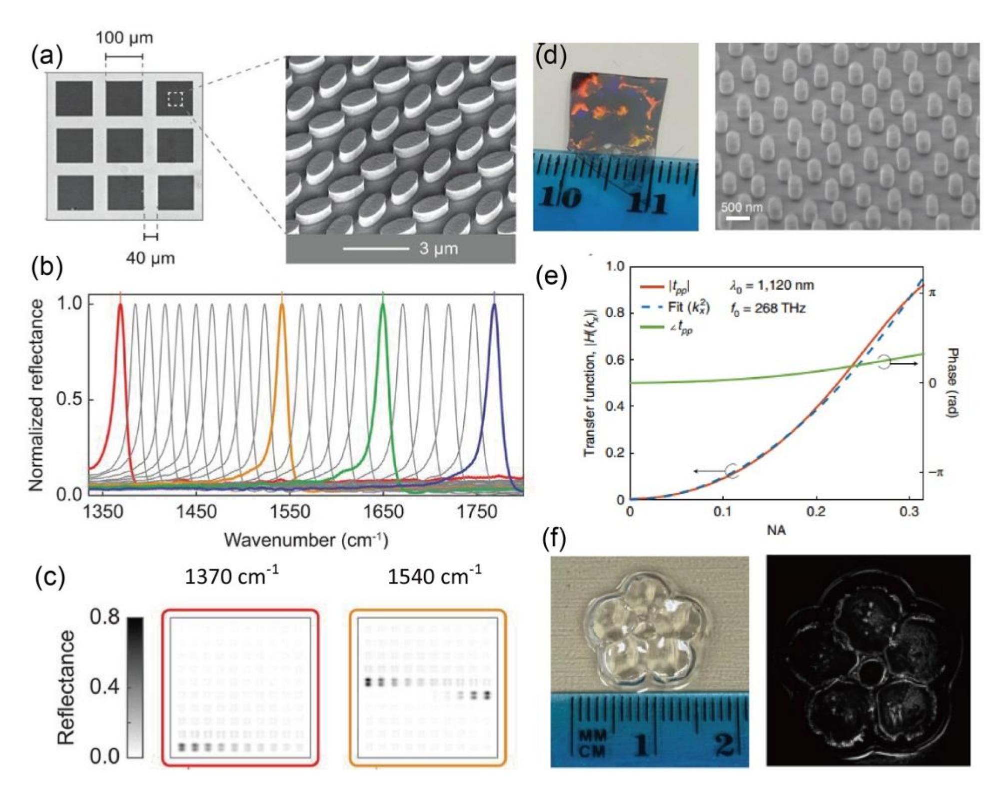


图 10　BIC 像基应用。(a)准 BIC 分子光谱编码像素阵列，(b)所有像素的工作频率覆盖的光谱范围，(c)不同分子编码图像结果示意图[73]；(d)准 BIC 边缘检测超表面，(e)在准 BIC 频率附近一个频率下的调制传递函数，(f)边缘成像效果图[74]

Fig. 10. Imaging-based applications of BICs. (a) The molecular spectral encoded pixel array based on inclined elliptical bars supporting quasi-BIC, (b) the spectral range covered by the operating frequencies of all pixels, (c) the schematic results of different molecularly encoded images [73]; (d) edge detection based on metasurface supporting the quasi-BIC, (e) modulation transfer function at a frequency near the quasi-BIC frequency, and (f) edge imaging results [74]

4.2 光谱编码与边缘检测等像基应用

将 BIC 工作频率设计到生物分子的振动频率，并通过特殊几何设计获得覆盖一个宽波段的所有谐振频率。最终组成一个多像素阵列，每一个像素都包含多个相同的单元，每一个像素都对应一个特定的工作频率。生物分子被涂覆于超表面上，当生物分子振动频率与超表面 BIC 工作频率一致时，反射频谱中对应位置将实现剧烈增强，从而识别出不同生物样本，并为不同生物样本标记出特定的光谱条码。这一思想由 Andreas Tittl 等人于 2018 年提出[73]，使用支持对称保护准 BIC 的全介质八字形椭圆条，通过缩放元胞来使准 BIC 频率移动，有限个相同的元胞组成一个像素，多个像素集成到同一个平面，不同像素之间的元胞缩放比例不同，因此对应到不同工作频率，最终组成了一个离散化的光谱范围覆盖 1350 cm^{-1} 到 1750 cm^{-1} 的多像素阵列(图 10a-b)。这样的光谱范围包含碳氢化合物和氨基酸中发现的特征性分子拉伸和弯曲振动，适用于检测和区分生物分子、环境污染物和聚合物等物质的吸收特征，涵盖生物传感和环境监测等应用。由于光谱频率变化紧凑，这使得该器件可以在多个光谱点读取分子吸收特征，然后将所得信息转换为类似条形码的空间吸收图进行成像（图 10c)，此项技术可以在不需要光谱分析、频率扫描或移动机械部件的情况下解析物质的吸收指纹，在灵敏和多功能的微型中红外光谱设备领域充满潜力。进一步地，Aleksandrs Leitis 等人在 2019 年提出使用同样的八字形椭圆条[65]，利用光谱角度复用方法，区分各种生物分子的吸收光谱。通过中红外光的入射角度控制光谱的位置，利用单片超表面提供不同频点的共振，通过将每个入射角的反射率信号与相应共振频率的分子吸收强度匹配，可以实现对不同表面吸附分子的中红外吸收指纹特征的检测。这种方法可以通过使用一

个宽带光源和探测器实现，无需光谱仪，降低了研究成本，为高灵敏、无标记生物传感开辟了新道路。

改变入射波矢，对称保护型 BIC 泄露成准 BIC，泄露率伴随波矢单调变化，这为图像边缘增强提供了应用基础。基于边缘增强的图像处理对于数据压缩、物体检测、显微镜和通用计算机视觉特别有用，在生物成像、三维重建和自动驾驶汽车领域具有潜在应用价值。边缘增强使用空间差分实现，空间差分可以基于电子或光学架构。光学模拟计算具有直接使用光学信号处理信息的能力，它可以最小的功耗执行大规模实时数据处理。传统光学基于透镜和滤波器系统的傅里叶方法模拟图像差分，这运用到多个常规透镜（如 4f 傅里叶滤波中的透镜），由此导致较大的形状因子，与紧凑型集成系统不兼容。采用周期光学结构，如超表面和光子晶体，用于光学图像处理可以显著减小光学系统尺寸。为了有效识别图像边缘的高阶衍射分量，要求周期结构对围绕垂直方向的一个小波矢方向范围内的入射光具有梯度增强的响应，这种响应在数学上表示为调制传递函数。对称保护型 BIC 对入射波矢具有敏锐的响应，基于这一特点，You Zhou 等人证明了在超表面器件所支持的 BIC 频率附近可以找到一个特别的频率，在这个特别的频率下，容易构建满足要求的调制传递函数，该函数虽然不直接依赖于 BIC 频率，但确实受到 BIC 效应的诱导（图 10d-f）[74]。

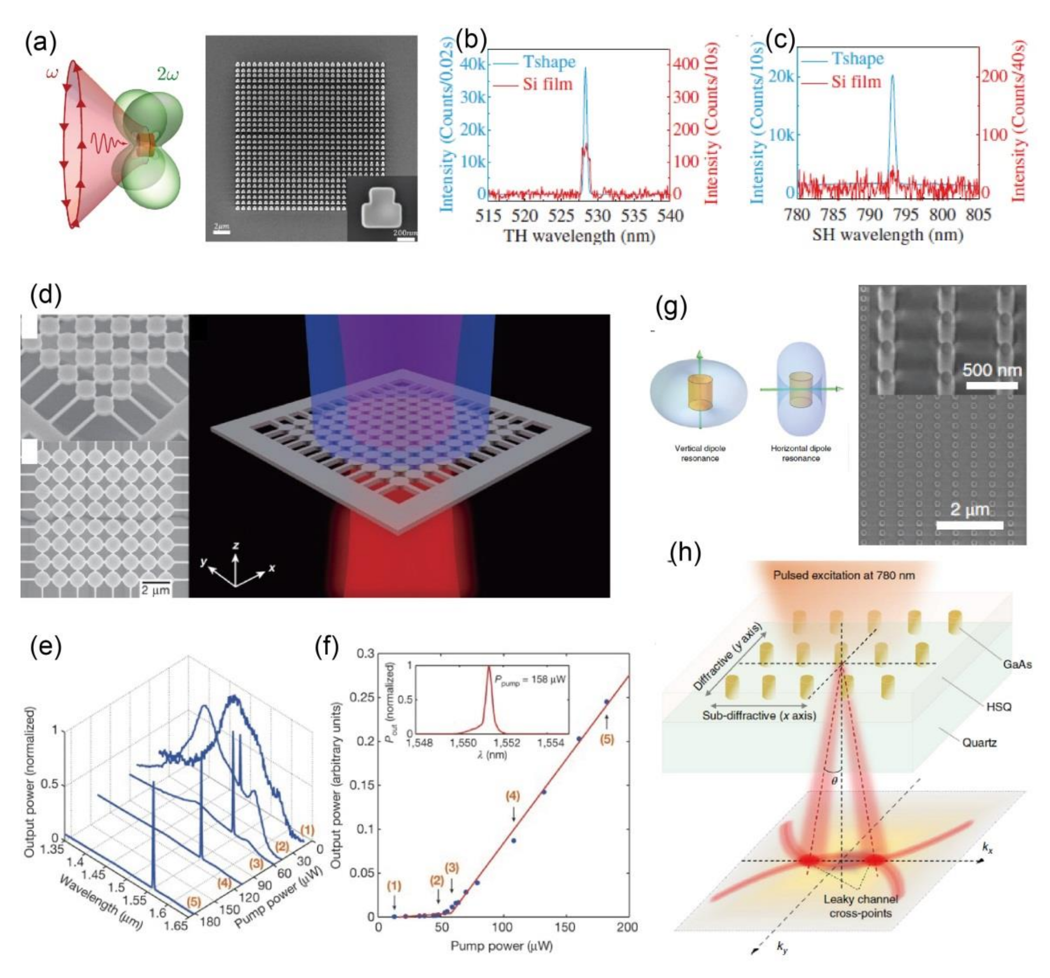


图 11　BIC 在非线性领域的应用。(a)用于产生倍频光的 T 字准 BIC 器件，(b-c)分别表示三次谐波和二次谐波强度与普通器件的效果对比[126]；(d)用于产生微激光的准 BIC 超表面，(e)泵浦功率对光发射波长和功率的影响，(f)泵浦功率与激光输出功率的关系[76]；(g)基于准 BIC 的光馈天线样品图，及其(h)光发射方向示意图[127]

Fig. 11. Applications of BICs in nonlinear field. (a) A T-shaped quasi-BIC device for generating frequency doubling light, (b-c) respectively show the comparison of the third harmonic and second harmonic intensities with those of ordinary devices [126]; (d) quasi-BIC metasurface used to generate micro laser, (e) the effect of pump power on light emission wavelength and power, (f) the relationship between pump power and laser output power [76]; (g) sample diagram of optical feed antenna based on quasi BIC and its (h) schematic diagram of light emission direction [127]

4.3 非线性光变频、微激光及微纳天线应用

光对物质的极化作用除了一阶线性效应还有高阶的非线性效应。一般情况下，光与物质的相互作用较弱，主要表现为一阶线性极化。然而，BIC 是一种光与物质的强相互作用，这种作用效果对二阶甚至三阶非线性极化都十分突出。2018 年，Luca Carletti 等人理论上提出了采用 BIC 概念来大幅提高微尺度非线性响应的策略，通过构建支持 BIC 的 AlGaAs 纳米天线，其倍频转换效率与传统技术相比可以提高至少两个数量级，且器件体积更小，该项工作为光学高效变频技术奠定了新的理论基础[75]。2019 年，中山大学刘进教授实验上提出一种超高 Q 的对称保护型准 BIC 超表面，该超表面器件基于硅薄膜，单元结构设计为 T 字形矩形块（图 11a-c）[126]，用频率与准 BIC 频率一样的光作为泵浦源，成功激发材料的非线性效应，由此产生强的二倍频和三倍频光，与常规激发无结构的硅薄膜相比，激发准 BIC 硅超表面能够产生强度高达几个数量级的倍频光。

腔在从量子力学到电磁学的波动现象中起着基础作用，并决定着激光的时空物理。一般来说，它是通过关闭所有可以逃逸波的通道来构建的。理想的激光腔只预留了唯一的光逃逸通道，这一通道作为光能量在腔体内共振增强到某一阈值时的输出通道，输出的光是具有高品质因子的激光。周期光学结构所支持的 BIC 就是一个微型共振腔，它将光模式约束在结构中，因而具有极高的品质因子，当频率低于衍射限时，只有唯一的垂直于结构表面的零阶辐射通道，这些属性表明 BIC 超表面具有产生激光的潜力。2017 年，Ashok Kodigala 等人基于 InGaAsP 量子阱材料[76]，设计了一个支持 BIC 的二维周期浮空平板（图 11d-f），该平板是有限大的，因此实际上支持有限 Q 因子的准 BIC，准 BIC 频率位于 InGaAsP 材料的光致发光频率中。用 1064 nm 的纳秒激光器泵浦，随着泵浦功率增高，器件发生从自发辐射到高 Q 受激辐射的转变，形成波长 1.55 μm 激光，且设计 Q 因子越大，泵浦阈值越小。

对于 x 和 y 方向上周期尺寸相同的二维微型激光腔，它所支持的准 BIC 的泄露通道被限制到垂直结构面方向。若仔细调整其中一个周期以支持共振波长处的一个衍射级次，辐射泄漏通道将被打开；通过这种方式，可以控制激光发射的方向性，从而应用到微型发射天线领域。Son Tung Ha 等人在 2018 年报道了一种光馈发射天线，该天线是二维砷化镓纳米柱阵列，由石英基板支撑，纳米柱支持垂直和平面内偶极子共振。在其中一个方向上，晶格的周期对砷化镓光致发光带内的一个工作波长是亚衍射的，而在另一个方向上的周期对该工作波长是衍射的。该设计打开了一个辐射通道，将亚衍射情况下的 BIC 模式转变为具有有限 Q 因子的泄漏共振，并在发射平面中呈现与 k 的交叉点（图 11g-h）[127]。除了控制发射方向外，Rémi Colom 等人利用介电纳米盘阵列构建高 Q 准 BIC，准 BIC 频率与纳米盘结构的偶极子天线发射频率重叠，理论上证明了准 BIC 可以极大增强天线发射效率[77]。

4.4 动量空间中涡旋束产生及偏振操控

正如 3.1 章节所提到的那样，Γ点 BIC 具有完全不辐射的性质，其在动量空间中是一个偏振涡旋奇点，具有非零偏振拓扑荷数 q，而在Γ点周围，布洛赫共振模的辐射偏振态是线性的，且缠绕Γ点以涡旋形式变化。这种线偏振涡旋特征可分解为一束左旋圆偏振和一束右旋圆偏振波分别携带方向相反、大小为$|2q|$的相位拓扑荷数在动量空间中叠加，数学上可以通过时域耦合模式理论来解释[79]。因此，BIC 超表面可以在动量空间中对输入圆偏振波进行波前涡旋变换，2020 年，哈尔滨工业大学宋青海教授团队和复旦大学资剑教授团队在实验上陆续演示了这项有趣的功能（图 12a-b）[78, 79]。此外，由于光子晶体相较传统产生涡旋电磁波的 Q 波片、涡旋板等结构更加简单、轻便；针对现今产生涡旋太赫兹光束的传统方法的不足，本课题组正利用二维光子晶体动量空间中的连续域束缚态，结合太赫兹圆极化天线，在 220 GHz 的太赫兹波段，制作了涡旋拓扑荷可调的太赫兹涡旋天线，使太赫兹波传输携带更丰富的物理信息，样品示意如图 12(c)。

基于 BIC 的涡旋产生颠覆了人们对涡旋操控的认知。传统上，涡旋光产生主要针对实空间，实空间产生涡旋光的方法是用厚重的涡旋相位片；近年来，研究人员开发出体积小的相位超表面器件来操控实空间中的涡旋光产生，但这样的器件具有可见的涡旋式几何排列构型。BIC 超表面作为在实空间的周期性结构，没有呈现可见的涡旋几何构型，直觉上并不能实现涡旋光束的产生，但其在动量空间中确实具备产生涡旋光的能力，这项特殊的能力可能使得 BIC 超表面比传统相位超表面在保密电磁通信领域更有优势。

虽然Γ点 BIC 在动量空间中是偏振奇点，但 BIC 一旦泄露成准 BIC，奇点被破坏，其辐射偏振态在动量空间中的Γ点上将被确定。适当调整结构几何参数，准 BIC 的Γ点辐射偏振也可能具有明显的椭

圆率，这意味左旋圆偏振和右旋圆偏振态解耦，手性特征产生。Adam Overvig 等人基于空间紧密堆叠结构，构建了面内 C_2 对称性破坏的准 BIC，理论上证明了这种准 BIC 的Γ点辐射偏振态可以是任意椭圆，并提出手性准 BIC 的概念[128]。Maxim V. Gorkunov 等人基于成对椭圆条，构建面外 C_2 对称性破坏的手性准 BIC，且结构具有面内 C_4 对称性，致使在垂直光入射下产生的散射波理论上具有完美的窄带圆二色性，并基于时域耦合模理论得到了圆二色性的解析表达，证明了在准 BIC 频率下将获得最大的圆二色性[80]。然而，上述两项工作所用的结构不具有上下镜像对称性（关于 z 平面的镜像对称性），因此很难在实际中制备出来。2022 年，为了增强实际制备手性准 BIC 的可行性，暨南大学李向平课题组提出平坦手性准 BIC，该手性准 BIC 在关于 z 平面上下镜像对称的平坦结构中被设计，元胞是基于面内 C_2 对称性破坏的介质柱，实验上成功验证了手性准 BIC 的窄带不对称传输能力（图 13a-b）[129]。本课题组进一步提出了针对平坦结构中手性准 BIC 的构造方法及其散射矩阵解析式，通过同步打破矩形介质块的结构面内 C_2 对称性和面内镜像对称性，准 BIC 的Γ点将获得椭圆辐射偏振态（图 13c-d），在这样的结构中，除了发现联系到面内 C_2 对称性破坏的手性准 BIC 外，与干涉相消作用相联系的手性准 BIC 也被发现[130]。手性准 BIC 表现出的超窄带不对称传输能力可能在手性分子传感领域得到应用。

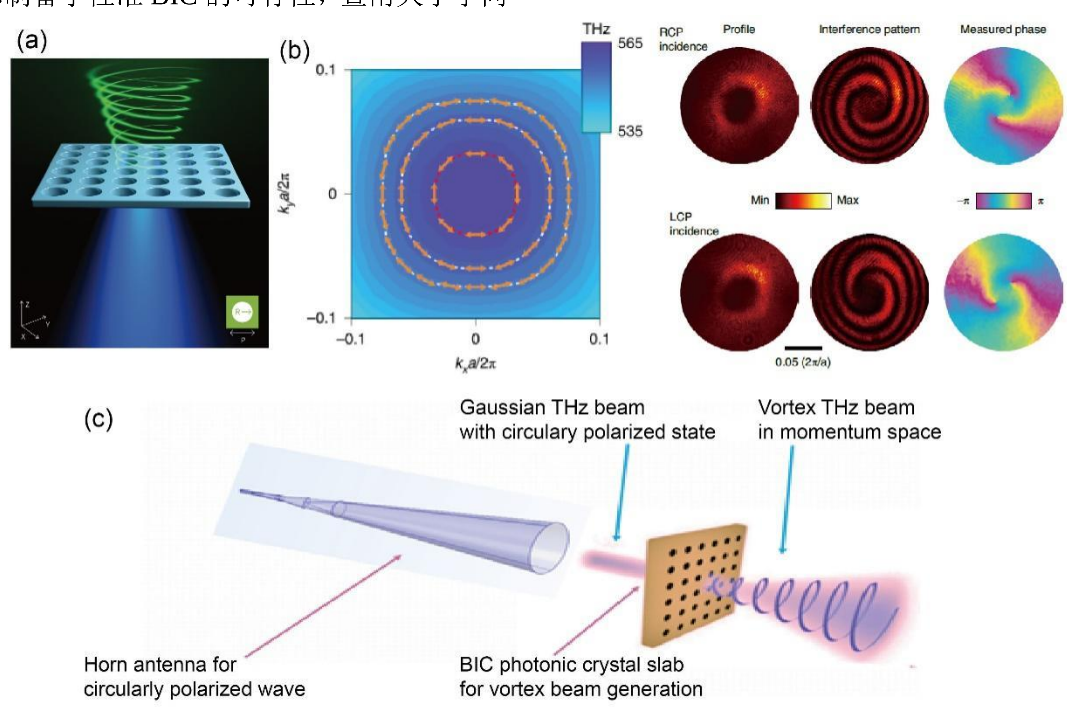


图 12　BIC 在涡旋束产生领域的应用。(a)基于 BIC 光子晶体板的动量空间涡旋束产生示意图，(b)动量空间辐射偏振分布（左）和圆偏振入射时测试的电场相位和强度分布（右）[78, 79]；(c)本课题组正将 BIC 光子晶体板与太赫兹圆极化天线结合以制作涡旋拓扑荷可调的太赫兹涡旋天线

Fig. 12. Applications of BICs in the field of vortex beam generation. (a) Schematic diagram for vortex beam generation in momentum space based on photonic crystal plate supporting BIC, (b) the radiation polarization distribution in momentum space (left) and electric field phase and intensity distribution under circularly polarized incidence (right) [78, 79]; (c) Our group is combining BIC photonic crystal slab with THz circularly polarized antenna to make THz vortex antenna with adjustable vortex topological charge

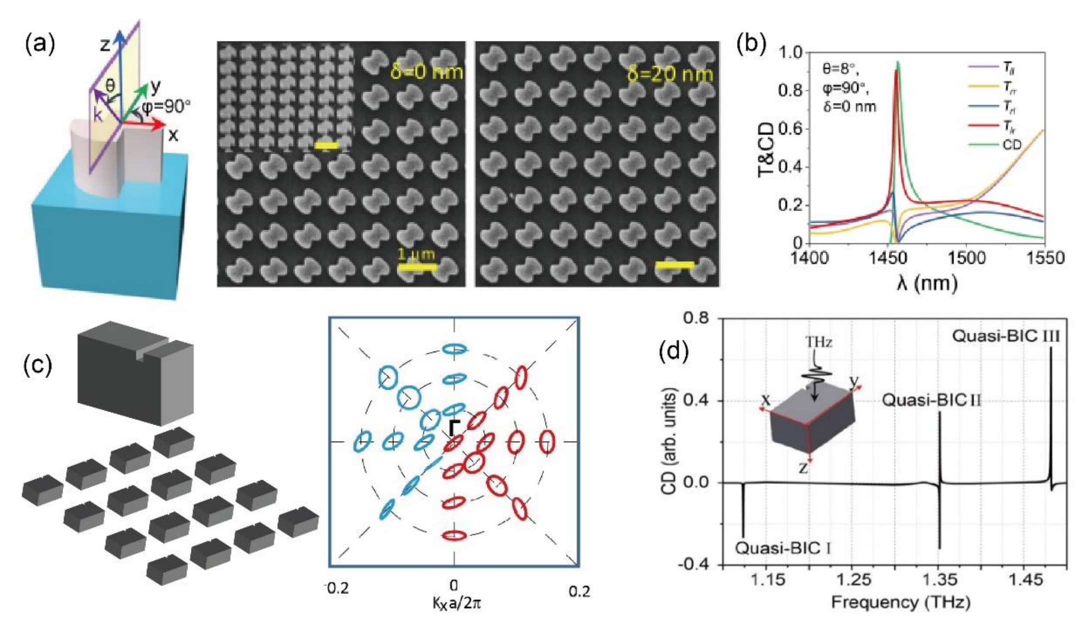


图 13 BIC 在不对称传输领域的应用。(a)支持手性准 BIC 的平坦结构器件图，及其(b)圆偏振透射谱和圆二色性谱[129]；(c)基于面内 C_2 对称性和面内镜像对称同步破坏的手性准 BIC 器件示意图与动量空间偏振分布，及其(d)包含多个手性准 BIC 的圆二色性谱[130]

Fig. 13. Applications of BICs in the field of asymmetric transmission. (a) schematic diagram of the planar structure device supporting the chiral quasi-BIC, and its (b) circularly polarized transmission spectrum and circular dichroism spectrum [129]; (c) schematic diagram for a metasurface supporting the chiral quasi-BIC, with in-plane C_2 symmetry and in-plane mirror symmetry breaking simultaneously (left), and its polarization distribution in momentum space (right), and (d) its circular dichroism spectrum containing multiple chiral quasi-BICs[130]

5 结束语

本文系统性地总结了周期光学系统中出现的三大类型 BIC，包括对称保护型 BIC、共振耦合型 BIC 以及单共振型 BIC，同时阐述其基于对称性理论、时域耦合模理论、耦合波理论以及电磁多极理论的物理数学解释；进一步，综述了周期系统中光学 BIC 的有趣的物理特性，例如，高 Q 因子特性和动量空间中的特殊偏振分布特性，基于这些特性，光学 BIC 带来了丰富的应用，包括窄带滤波、高灵敏度传感、分子光谱编码成像、图像边缘检测、非线性光倍频、微激光、微天线、动量空间中的涡旋光产生以及窄带不对称传输等。

高 Q 光学准 BIC 也存在一些缺陷，一方面，它对结构尺寸参数异常敏感，轻微的尺寸参数变化可能造成巨大的频点偏移，需要极高的加工精度。另一方面，介质材料的本征损耗会增强共振阻尼致使 Q 因子下降，因此一般基于金属材料的准 BIC 都很难获得两个数量级以上的 Q 因子，高折射率、低损耗的全介质材料是制备高 Q 因子准 BIC 的理想选择，Q 因子可达三到四个数量级，但要维持四个数量级以上的超高 Q 因子，一般会选用极薄衬底，甚至抛弃衬底，选用介孔平板结构或者浮空结构；在太赫兹频率之上，无衬底结构厚度较薄，尤其是浮空结构，其横向尺寸极细，加工难度相当大，容易破损，成功率低(即便是选用极薄衬底也很难制备)。此外，超高 Q 因子光谱要求高精度的测试平台，这提高了测试成本，虽然在可见光到近红外波段也能够完成四个数量级及以上的 Q 因子测试，但在远红外到太赫兹甚至微波波段，受制于光源和光谱仪技术的发展，几乎不可能完成如此高 Q 因子的超高分辨率光谱测试，这限制了高 Q 准 BIC 的多波段应用。

可以期待的是，虽然 BIC 的诸多应用由于制备和测试的高难度、高成本问题仍被限制在实验室展示阶段，但伴随着光学 BIC 的持续研究，它将离工业化应用越来越近，未来可能涌现出更多奇异特性和新应用，为集成光学、信息光学、生物光学、拓扑光学以及非线性光学等领域的发展提供创新活力。

致　　谢

此项工作收到国家重点研发计划（Nos. 2021YFB2800703, 2017YFA0700202, 2007CB310403）和国家自然科学基金（61735010)的支持

参考文献：

[1] NEUMANN J V, WIGNER E P. Uber merkwürdige diskrete Eigenwerte[M]. *Zhurnal Physik*, 1929.

[2] VOO K-K. Trapped electromagnetic modes in forked transmission lines[J]. *Wave Motion*, 2008, 45(6): 795-803.

[3] CALLAN M, LINTON C M, EVANS D V. Trapped modes in two-dimensional waveguides[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1991, 229: 51-64.

[4] COBELLI P J, PAGNEUX V, MAUREL A, *et al.*. Experimental observation of trapped modes in a water wave channel[J]. *Europhysics Letters*, 2009, 88(2).

[5] COBELLI P J, PAGNEUX V, MAUREL A, *et al.*. Experimental study on water-wave trapped modes[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 666: 445-476.

[6] LINTON C M, MCIVER P. Embedded trapped modes in water waves and acoustics[J]. *Wave Motion*, 2007, 45(1-2): 16-29.

[7] HEIN S, KOCH W, NANNEN L. Trapped modes and Fano resonances in two-dimensional acoustical duct–cavity systems[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 692: 257-287.

[8] LYAPINA A A, MAKSIMOV D N, PILIPCHUK A S, *et al.*. Bound states in the continuum in open acoustic resonators[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 780: 370-387.

[9] ALSHITS V I, DARINSKII A N, SHUVALOV A L. Elastic waves in infinite and semi-infinite anisotropic media[J]. *Physica Scripta*, 1992, T44: 85-93.

[10] EVERY A G. Guided elastic waves at a periodic array of thin coplanar cavities in a solid[J]. *Physical Review B*, 2008, 78(17).

[11] BULGAKOV E N, SADREEV A F. Bound states in the continuum in photonic waveguides inspired by defects[J]. *Physical Review B*, 2008, 78(7).

[12] MARINICA D C, BORISOV A G, SHABANOV S V. Bound States in the continuum in photonics[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(18): 183902.

[13] LONGHI S. Optical analog of population trapping in the continuum: Classical and quantum interference effects[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(2).

[14] PLOTNIK Y, PELEG O, DREISOW F, *et al.*. Experimental observation of optical bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(18): 183901.

[15] LEE J, ZHEN B, CHUA S L, *et al.*. Observation and differentiation of unique high-Q optical resonances near zero wave vector in macroscopic photonic crystal slabs[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(6): 067401.

[16] WEIMANN S, XU Y, KEIL R, *et al.*. Compact surface Fano states embedded in the continuum of waveguide arrays[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(24): 240403.

[17] BULGAKOV E N, SADREEV A F. Robust bound state in the continuum in a nonlinear microcavity embedded in a photonic crystal waveguide[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(17): 5212-5215.

[18] YOON J W, SONG S H, MAGNUSSON R. Critical field enhancement of asymptotic optical bound states in the continuum[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 18301.

[19] ZHANG M, ZHANG X. Ultrasensitive optical absorption in graphene based on bound states in the continuum[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 8266.

[20] BULGAKOV E N, SADREEV A F. Transfer of spin angular momentum of an incident wave into orbital angular momentum of the bound states in the continuum in an array of dielectric spheres[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(3).

[21] LI L, YIN H. Bound States in the Continuum in double layer structures[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 26988.

[22] NI L, WANG Z, PENG C, *et al.*. Tunable optical bound states in the continuum beyond in-plane symmetry protection[J]. *Physical Review B*, 2016, 94(24).

[23] GOMIS-BRESCO J, ARTIGAS D, TORNER L. Anisotropy-induced photonic bound states in the continuum[J]. *Nature*

Photonics, 2017, 11(4): 232-236.
[24] SADREEV A F, PILIPCHUK A S, LYAPINA A A. Tuning of Fano resonances by rotation of continuum: Wave faucet[J]. *Europhysics Letters*, 2017, 117(5).
[25] SADRIEVA Z F, SINEV I S, KOSHELEV K L, *et al*.. Transition from Optical Bound States in the Continuum to Leaky Resonances: Role of Substrate and Roughness[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(4): 723-727.
[26] BULGAKOV E N, MAKSIMOV D N, SEMINA P N, *et al*.. Propagating bound states in the continuum in dielectric gratings[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2018, 35(6).
[27] KOSHELEV K L, SYCHEV S K, SADRIEVA Z F, *et al*.. Strong coupling between excitons in transition metal dichalcogenides and optical bound states in the continuum[J]. *Physical Review B*, 2018, 98(16).
[28] LIU M, CHOI D Y. Extreme Huygens' Metasurfaces Based on Quasi-Bound States in the Continuum[J]. *Nano Letters*, 2018, 18(12): 8062-8069.
[29] MINKOV M, WILLIAMSON I A D, XIAO M, *et al*.. Zero-Index Bound States in the Continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(26): 263901.
[30] LI S, ZHOU C, LIU T, *et al*.. Symmetry-protected bound states in the continuum supported by all-dielectric metasurfaces[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(6).
[31] YU Z, SUN X. Acousto-optic modulation of photonic bound state in the continuum[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 1.
[32] YU Z, TONG Y, TSANG H K, *et al*.. High-dimensional communication on etchless lithium niobate platform with photonic bound states in the continuum[J]. *Nature Communications*, 2020, 11(1): 2602.
[33] LI Z, LIU W, GENG G, *et al*.. Multiplexed Nondiffracting Nonlinear Metasurfaces[J]. *Advanced Functional Materials*, 2020, 30(23).
[34] LI J, LI J, ZHENG C, *et al*.. Broadband and tunable terahertz absorption via photogenerated carriers in undoped silicon[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2021, 65(1).
[35] LI J, ZHENG C, WANG G, *et al*.. Circular dichroism-like response of terahertz wave caused by phase manipulation via all-silicon metasurface[J]. *Photonics Research*, 2021, 9(4).
[36] YUE Z, LIU J, LI J, *et al*.. Multifunctional terahertz metasurfaces for polarization transformation and wavefront manipulation[J]. *Nanoscale*, 2021, 13(34): 14490-6.
[37] 柴若衡, 刘文玮, 程化, 等. 人工光学微纳结构中的连续体束缚态：原理、发展及应用[J]. 光学学报, 2021, 41(4). CHAI R H, LIU W W, CHEN H, *et al*.. Bound States of Continuum in Optical Artificial Micro-Nanostructures Fundamentals Developments and Applicationsr[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(4). (in Chinese)
[38] LI J, WANG G, YUE Z, *et al*.. Dynamic phase assembled terahertz metalens for reversible conversion between linear polarization and arbitrary circular polarization[J]. *Opto-Electronic Advances*, 2022, 5(1): 210062.
[39] LI J, YUE Z, LI J, *et al*.. Wavefront-controllable all-silicon terahertz meta-polarizer[J]. *Science China Materials*, 2022.
[40] LI J, YUE Z, LI J, *et al*.. Diverse terahertz wavefront manipulations empowered by the spatially interleaved metasurfaces[J]. *Science China Information Sciences*, 2022.
[41] YUE Z, LI J, LI J, *et al*.. Terahertz metasurface zone plates with arbitrary polarizations to a fixed polarization conversion[J]. *Opto-Electronic Science*, 2022, 1(3): 210014.
[42] YUE Z, LI J, LIU J, *et al*.. Versatile Polarization Conversion and Wavefront Shaping Based on Fully Phase-Modulated Metasurface with Complex Amplitude Modulation[J]. *Advanced Optical Materials*, 2022.
[43] YUE Z, LIU J, LI J, *et al*.. Vector beam generation based on spin-decoupling metasurface zone plate[J]. *Applied Physics Letters*, 2022, 120(19).
[44] ZHENG C, LI J, LIU J, *et al*.. Creating Longitudinally Varying Vector Vortex Beams with an All-Dielectric Metasurface[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022.
[45] ZHENG C, LI J, YUE Z, *et al*.. All-Dielectric Trifunctional Metasurface Capable of Independent Amplitude and Phase Modulation[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(7).
[46] KUPRIIANOV A S, XU Y, SAYANSKIY A, *et al*.. Metasurface Engineering through Bound States in the Continuum[J].

Physical Review Applied, 2019, 12(1).
[47] ROMANO S, ZITO G, LARA YEPEZ S N, *et al*.. Tuning the exponential sensitivity of a bound-state-in-continuum optical sensor[J]. *Optics Express*, 2019, 27(13): 18776-18786.
[48] ABUJETAS D R, BARREDA Á, MORENO F, *et al*.. High-Q Transparency Band in All-Dielectric Metasurfaces Induced by a Quasi Bound State in the Continuum[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 15(1).
[49] MURAI S, ABUJETAS D R, CASTELLANOS G W, *et al*.. Bound States in the Continuum in the Visible Emerging from out-of-Plane Magnetic Dipoles[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(8): 2204-2210.
[50] OVERVIG A C, MALEK S C, CARTER M J, *et al*.. Selection rules for quasibound states in the continuum[J]. *Physical Review B*, 2020, 102(3).
[51] WANG X, DUAN J, CHEN W, *et al*.. Controlling light absorption of graphene at critical coupling through magnetic dipole quasi-bound states in the continuum resonance[J]. *Physical Review B*, 2020, 102(15).
[52] XIAO S, LIU T, WANG X, *et al*.. Tailoring the absorption bandwidth of graphene at critical coupling[J]. *Physical Review B*, 2020, 102(8).
[53] VAN HOOF N J J, ABUJETAS D R, TER HUURNE S E T, *et al*.. Unveiling the Symmetry Protection of Bound States in the Continuum with Terahertz Near-Field Imaging[J]. *ACS Photonics*, 2021, 8(10): 3010-3016.
[54] ABUJETAS D R, VAN HOOF N, TER HUURNE S, *et al*.. Spectral and temporal evidence of robust photonic bound states in the continuum on terahertz metasurfaces[J]. *Optica*, 2019, 6(8).
[55] BOGDANOV A A, KOSHELEV K L, KAPITANOVA P V, *et al*.. Bound states in the continuum and Fano resonances in the strong mode coupling regime[J]. *Advanced Photonics*, 2019, 1(01).
[56] CONG L, SINGH R. Symmetry-Protected Dual Bound States in the Continuum in Metamaterials[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019.
[57] KYAW C, YAHIAOUI R, BURROW J A, *et al*.. Polarization-selective modulation of supercavity resonances originating from bound states in the continuum[J]. *Communications Physics*, 2020, 3(1).
[58] LIANG Y, KOSHELEV K, ZHANG F, *et al*.. Bound States in the Continuum in Anisotropic Plasmonic Metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2020, 20(9): 6351-6356.
[59] XIANG J, XU Y, CHEN J-D, *et al*.. Tailoring the spatial localization of bound state in the continuum in plasmonic-dielectric hybrid system[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(1): 133-142.
[60] NIU J, ZHAI Y, HAN Q, *et al*.. Resonance-trapped bound states in the continuum in metallic THz metasurfaces[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(2): 162-165.
[61] DONG Z, MAHFOUD Z, PANIAGUA-DOMINGUEZ R, *et al*.. Nanoscale mapping of optically inaccessible bound-states-in-the-continuum[J]. *Light: Science & Applications*, 2022, 11(1): 20.
[62] SONG Q J, HU J S, DAI S W, *et al*.. Coexistence of a new type of bound state in the continuum and a lasing threshold mode induced by PT symmetry[J]. *Science Advcanced*, 2020, 6(34).
[63] ZHEN B, HSU C W, LU L, *et al*.. Topological nature of optical bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(25): 257401.
[64] DOELEMAN H M, MONTICONE F, DEN HOLLANDER W, *et al*.. Experimental observation of a polarization vortex at an optical bound state in the continuum[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(7): 397-401.
[65] LEITIS A, TITTL A, LIU M K, *et al*.. Angle-multiplexed all-dielectric metasurfaces for broadband molecular fingerprint retrieval[J]. *Sci Adv*, 2019, 5(5): eaaw2871.
[66] KOSHELEV K, BOGDANOV A, KIVSHAR Y. Meta-optics and bound states in the continuum[J]. *Science Bulletin*, 2019, 64(12): 836-842.
[67] KOSHELEV K, TANG Y, LI K, *et al*.. Nonlinear Metasurfaces Governed by Bound States in the Continuum[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(7): 1639-1644.
[68] WANG Y, HAN Z, DU Y, *et al*.. Ultrasensitive terahertz sensing with high-Q toroidal dipole resonance governed by bound states in the continuum in all-dielectric metasurface[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(4): 1295-1307.
[69] KANG M, ZHANG Z, WU T, *et al*.. Coherent full polarization control based on bound states in the continuum[J]. *Nature*

Communications, 2022, 13(1): 4536.

[70] KüHNER L, SORTINO L, BERTé R, *et al*.. Radial bound states in the continuum for polarization-invariant nanophotonics [J], 2022.

[71] FOLEY J M, YOUNG S M, PHILLIPS J D. Symmetry-protected mode coupling near normal incidence for narrow-band transmission filtering in a dielectric grating[J]. *Physical Review B*, 2014, 89(16).

[72] ROMANO S, ZITO G, TORINO S, *et al*.. Label-free sensing of ultralow-weight molecules with all-dielectric metasurfaces supporting bound states in the continuum[J]. *Photonics Research*, 2018, 6(7).

[73] TITTL A, LEITIS A, LIU M K, *et al*.. Imaging-based molecular barcoding with pixelated dielectric metasurfaces[J]. *Science*, 2018, 360(6393): 1105.

[74] ZHOU Y, ZHENG H, KRAVCHENKO I I, *et al*.. Flat optics for image differentiation[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(5): 316-323.

[75] CARLETTI L, KOSHELEV K, DE ANGELIS C, *et al*.. Giant Nonlinear Response at the Nanoscale Driven by Bound States in the Continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(3): 033903.

[76] KODIGALA A, LEPETIT T, GU Q, *et al*.. Lasing action from photonic bound states in continuum[J]. *Nature*, 2017, 541(7636): 196-199.

[77] COLOM R, BINKOWSKI F, BETZ F, *et al*.. Enhanced Purcell factor for nanoantennas supporting interfering resonances[J]. *Physical Review Research*, 2022, 4(2).

[78] HUANG C, ZHANG C, XIAO S M, *et al*.. Ultrafast control of vortex microlasers[J]. *Science*, 2020, 367(6481): 1018.

[79] WANG B, LIU W, ZHAO M, *et al*.. Generating optical vortex beams by momentum-space polarization vortices centred at bound states in the continuum[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(10): 623-628.

[80] GORKUNOV M V, ANTONOV A A, KIVSHAR Y S. Metasurfaces with Maximum Chirality Empowered by Bound States in the Continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(9): 093903.

[81] HSU C W, ZHEN B, STONE A D, *et al*.. Bound states in the continuum[J]. *Nature Reviews Materials*, 2016, 1(9).

[82] FEDOTOV V A, ROSE M, PROSVIRNIN S L, *et al*.. Sharp trapped-mode resonances in planar metamaterials with a broken structural symmetry[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(14): 147401.

[83] MANJAPPA M, SOLANKI A, KUMAR A, *et al*.. Solution-Processed Lead Iodide for Ultrafast All-Optical Switching of Terahertz Photonic Devices[J]. *Advanced Materials*, 2019, 31(32): e1901455.

[84] EVLYUKHIN A B, BOZHEVOLNYI S I, PORS A, *et al*.. Detuned electrical dipoles for plasmonic sensing[J]. *Nano Letters*, 2010, 10(11): 4571-4577.

[85] ZHANG J, MACDONALD K F, ZHELUDEV N I. Near-infrared trapped mode magnetic resonance in an all-dielectric metamaterial[J]. *Optics Express*, 2013, 21(22): 26721.

[86] TIAN J, LI Q, BELOV P A, *et al*.. High-Q All-Dielectric Metasurface: Super and Suppressed Optical Absorption[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(6): 1436-1443.

[87] LI J, LI J, ZHENG C, *et al*.. Spectral amplitude modulation and dynamic near-field displaying of all-silicon terahertz metasurfaces supporting bound states in the continuum[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 119(24).

[88] VABISHCHEVICH P P, LIU S, SINCLAIR M B, *et al*.. Enhanced Second-Harmonic Generation Using Broken Symmetry III–V Semiconductor Fano Metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(5): 1685-1690.

[89] FANG C, YANG Q, YUAN Q, *et al*.. High-Q resonances governed by the quasi-bound states in the continuum in all-dielectric metasurfaces[J]. *Opto-Electronic Advances*, 2021, 4(6): 200030.

[90] MUHAMMAD N, CHEN Y, QIU C W, *et al*.. Optical Bound States in Continuum in MoS2-Based Metasurface for Directional Light Emission[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(2): 967-972.

[91] TUZ V R, KHARDIKOV V V, KUPRIIANOV A S, *et al*.. High-quality trapped modes in all-dielectric metamaterials[J]. *Optics Express*, 2018, 26(3): 2905-2916.

[92] HAN S, PITCHAPPA P, WANG W, *et al*.. Extended Bound States in the Continuum with Symmetry-Broken Terahertz Dielectric Metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(7).

[93] KIM K H, KIM J R. High-Q Chiroptical Resonances by Quasi-Bound States in the Continuum in Dielectric Metasurfaces with

Simultaneously Broken In-Plane Inversion and Mirror Symmetries[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(22).
[94] KOSHELEV K, LEPESHOV S, LIU M, *et al*.. Asymmetric Metasurfaces with High-Q Resonances Governed by Bound States in the Continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(19): 193903.
[95] SUH W, YANIK M F, SOLGAARD O, *et al*.. Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 82(13): 1999-2001.
[96] ZHAO X, CHEN C, KAJ K, *et al*.. Terahertz investigation of bound states in the continuum of metallic metasurfaces[J]. *Optica*, 2020, 7(11).
[97] FRIEDRICH H, WINTGEN D. Interfering resonances and bound states in the continuum[J]. *Phys Rev A Gen Phys*, 1985, 32(6): 3231-3242.
[98] HSU C W, ZHEN B, LEE J, *et al*.. Observation of trapped light within the radiation continuum[J]. *Nature*, 2013, 499(7457): 188-191.
[99] LIANG Y, PENG C, SAKAI K, *et al*.. Three-dimensional coupled-wave model for square-lattice photonic crystal lasers with transverse electric polarization: A general approach[J]. *Physical Review B*, 2011, 84(19).
[100] YANG Y, PENG C, LIANG Y, *et al*.. Analytical perspective for bound states in the continuum in photonic crystal slabs[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(3): 037401.
[101] FAN S H, SUH W, JOANNOPOULOS J D. Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators[J]. *J Opt Soc Am A*, 2003, 20(3): 569-572.
[102] WONJOO S, ZHENG W, SHANHUI F. Temporal coupled-mode theory and the presence of non-orthogonal modes in lossless multimode cavities[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2004, 40(10): 1511-1518.
[103] RUAN Z, FAN S. Temporal coupled-mode theory for light scattering by an arbitrarily shaped object supporting a single resonance[J]. *Physical Review A*, 2012, 85(4).
[104] KIKKAWA R, NISHIDA M, KADOYA Y. Polarization-based branch selection of bound states in the continuum in dielectric waveguide modes anti-crossed by a metal grating[J]. *New Journal of Physics*, 2019, 21(11).
[105] HSU C W, ZHEN B, CHUA S-L, *et al*.. Bloch surface eigenstates within the radiation continuum[J]. *Light: Science & Applications*, 2013, 2(7): e84-e.
[106] SADRIEVA Z, FRIZYUK K, PETROV M, *et al*.. Multipolar origin of bound states in the continuum[J]. *Physical Review B*, 2019, 100(11).
[107] WU P C, LIAO C Y, SAVINOV V, *et al*.. Optical Anapole Metamaterial[J]. *ACS Nano*, 2018, 12(2): 1920-1927.
[108] POSHAKINSKIY A V, PODDUBNY A N. Optomechanical Kerker Effect[J]. *Physical Review X*, 2019, 9(1).
[109] SHAMKHI H K, BARYSHNIKOVA K V, SAYANSKIY A, *et al*.. Transverse Scattering and Generalized Kerker Effects in All-Dielectric Mie-Resonant Metaoptics[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(19): 193905.
[110] SAVINOV V, FEDOTOV V A, ZHELUDEV N I. Toroidal dipolar excitation and macroscopic electromagnetic properties of metamaterials[J]. *Physical Review B*, 2014, 89(20).
[111] KAELBERER T, FEDOTOV V A, PAPASIMAKIS N, *et al*.. Toroidal Dipolar Response in a Metamaterial[J]. *Science*, 2010, 330(6010): 1510-1512.
[112] FERNANDEZ-CORBATON I, NANZ S, ROCKSTUHL C. On the dynamic toroidal multipoles from localized electric current distributions[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 7527.
[113] MUN J, SO S, JANG J, *et al*.. Describing Meta-Atoms Using the Exact Higher-Order Polarizability Tensors[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(5): 1153-62.
[114] LIU W, WANG B, ZHANG Y, *et al*.. Circularly Polarized States Spawning from Bound States in the Continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(11): 116104.
[115] JIN J, YIN X, NI L, *et al*.. Topologically enabled ultrahigh-Q guided resonances robust to out-of-plane scattering[J]. *Nature*, 2019, 574(7779): 501-504.
[116] CHEN Z, YIN X, JIN J, *et al*.. Observation of miniaturized bound states in the continuum with ultra-high quality factors[J]. *Science Bulletin*, 2022, 67(4): 359-366.
[117] HAN S, CONG L, SRIVASTAVA Y K, *et al*.. All-Dielectric Active Terahertz Photonics Driven by Bound States in the

Continuum[J]. *Advanced Materials*, 2019, 31(37): e1901921.

[118] YUE Z, LI J, ZHENG C, *et al*.. Resonance-trapped bound states in the continuum via all-silicon terahertz metasurface[J]. *Optics Communications*, 2022, 516.

[119] FAN K, SHADRIVOV I V, PADILLA W J. Dynamic bound states in the continuum[J]. *Optica*, 2019, 6(2).

[120] LI J, LI J, ZHENG C, *et al*.. Free switch between bound states in the continuum (BIC) and quasi-BIC supported by graphene-metal terahertz metasurfaces[J]. *Carbon*, 2021, 182: 506-515.

[121] CAMBIASSO J, KöNIG M, CORTéS E, *et al*.. Surface-Enhanced Spectroscopies of a Molecular Monolayer in an All-Dielectric Nanoantenna[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(4): 1546-1557.

[122] ROMANO S, ZITO G, MANAGò S, *et al*.. Surface-Enhanced Raman and Fluorescence Spectroscopy with an All-Dielectric Metasurface[J]. *The Journal of Physical Chemistry C*, 2018, 122(34): 19738-19745.

[123] NDAO A, HSU L, CAI W, *et al*.. Differentiating and quantifying exosome secretion from a single cell using quasi-bound states in the continuum[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(5): 1081-1086.

[124] YESILKOY F, ARVELO E R, JAHANI Y, *et al*.. Ultrasensitive hyperspectral imaging and biodetection enabled by dielectric metasurfaces[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(6): 390-396.

[125] WANG J, KüHNE J, KARAMANOS T, *et al*.. All-Dielectric Crescent Metasurface Sensor Driven by Bound States in the Continuum[J]. *Advanced Functional Materials*, 2021, 31(46).

[126] LIU Z, XU Y, LIN Y, *et al*.. High-Q Quasibound States in the Continuum for Nonlinear Metasurfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(25): 253901.

[127] HA S T, FU Y H, EMANI N K, *et al*.. Directional lasing in resonant semiconductor nanoantenna arrays[J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(11): 1042-1047.

[128] OVERVIG A, YU N, ALU A. Chiral Quasi-Bound States in the Continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(7): 073001.

[129] SHI T, DENG Z L, GENG G, *et al*.. Planar chiral metasurfaces with maximal and tunable chiroptical response driven by bound states in the continuum[J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 4111.

[130] LI J, YUE Z, LI J, *et al*.. Ultra-narrowband terahertz circular dichroism driven by planar metasurface supporting chiral quasi bound states in continuum[J]. *arXiv220602486*, 2022.